

Titre: Études des modèles de cavitation pour la simulation des
écoulements cavitants stationnaires et instationnaires

Auteur: Tan Dung Tran
Author:

Date: 2015

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Tran, T. D. (2015). Études des modèles de cavitation pour la simulation des
écoulements cavitants stationnaires et instationnaires [Mémoire de maîtrise,
École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/1939/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/1939/>
PolyPublie URL:

**Directeurs de
recherche:** François Guibault, & Dominique Pelletier
Advisors:

Programme: Génie mécanique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉTUDES DES MODÈLES DE CAVITATION POUR LA SIMULATION DES
ÉCOULEMENTS CAVITANTS STATIONNAIRES ET INSTATIONNAIRES

TAN DUNG TRAN

DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE MÉCANIQUE)

NOVEMBRE 2015

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

ÉTUDES DES MODÈLES DE CAVITATION POUR LA SIMULATION DES
ÉCOULEMENTS CAVITANTS STATIONNAIRES ET INSTATIONNAIRES

présenté par : TRAN Tan Dung

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. CAMARERO Ricardo, Ph. D., président

M. GUIBAULT François, Ph. D., membre et directeur de recherche

M. PELLETIER Dominique, Ph. D., membre et codirecteur de recherche

M. ÉTIENNE Stéphane, Doctorat, membre

DÉDICACE

Je dédie ce travail de recherche :

À mon père qui pense toujours à moi

À ma mère qui a éclairé mon chemin

et qui m'a encouragé et soutenu tout au long de ma vie, et de mes études

À mes frères : Duy, Phuong, Phu

À ma femme, Kim Dung

À toutes et à tous

REMERCIEMENTS

Le travail présenté dans ce document a été réalisé à l'École Polytechnique de Montréal au sein du Laboratoire Maillage et Géométrie Numérique (MAGNU) et en collaboration avec l'entreprise ANDRITZ Hydro Canada Inc. dans le cadre du projet ADOpT (Analyse Dynamique et Optimisation des Turbines).

Premièrement, j'exprime toute ma gratitude au Professeur François Guibault, mon directeur de recherche, pour ses conseils, sa patience et sa persévérance dans le suivi de mes études et également pour toutes les excellentes opportunités de participer à différentes conférences internationales. Je me souviens toujours de vos encouragements pendant les moments difficiles de mes études... Je ne vais jamais les oublier.

Deuxièmement, j'adresse mes remerciements à Bernd Nennemann, tout d'abord pour m'avoir suggéré un sujet de recherche intéressant, pour ses encouragements et également pour toutes les connaissances en CFD qu'il a partagées avec moi. Un grand merci pour avoir pris beaucoup de temps pour la révision et la correction de mes articles.

Troisièmement, j'adresse mes remerciements à Monsieur Thi Vu, tout d'abord pour m'avoir aidé beaucoup au début de ce projet de recherche. Je vous remercie beaucoup de vos encouragements et d'avoir partagé avec moi des expériences de vie, et de travail.

En plus, j'aimerais souligner ici les noms des collègues importants qui m'ont accompagné pendant ces années d'études avec une grande passion :

- Christophe Devals : un grand merci pour toutes les connaissances de la simulation CFD des turbines hydrauliques dans les solveurs CFX et OpenFOAM
- Jean-Alexandre Lemay, Anthony Johnson, et Benoit des Roches : un grand merci pour toutes les connaissances et les expériences sur l'expérimentation des turbines hydrauliques aux bancs d'essai pendant mon stage au laboratoire hydraulique d'ANDRITZ Hydro Canada Inc. à Lachine, Montréal
- Sven von Fellenberg : un grand merci pour toutes les connaissances et les expériences dans le domaine des turbines hydrauliques en expérimentation et en conception, et également pour la passion pour le domaine des turbines

- Hossein Hosseinimanesh, Salman Bahrami : thank you very much for all the knowledge about CFD simulation in hydraulic turbines you have shared with me!
- Olivier Braun : un grand merci pour toutes les connaissances approfondies de la simulation CFD de la cavitation dans les turbines hydrauliques
- Pour le reste du groupe ADOPt (Tahereh Liaghat, Daniel Piaget, Ying Zhang, ...) : merci beaucoup !
- Pour le reste de l'équipe CFD d'ANDRITZ (Gauthier Maxime, Melot Matthieu, Desy Normand, Sukyi Lo ...) : merci beaucoup !

Finalement, je voudrais remercier tous mes enseignants qui m'ont donné les bases de la science.

Merci à vous, Messieurs François Guibault, Bernd Nennemann, Thi Vu, et à toutes les personnes qui ont participé de près ou de loin à l'accomplissement de ce modeste travail.

RÉSUMÉ

La cavitation est l'un des phénomènes physiques les plus contraignants influençant les performances des machines hydrauliques. Il est donc indispensable de savoir prédire son apparition et son développement, et de quantifier les pertes de performances qui lui sont associées.

L'objectif de cette étude est d'évaluer l'applicabilité des modèles de cavitation basés sur le transfert de masse et de déterminer les paramètres numériques appropriés pour la simulation CFD des écoulements cavitants turbulents.

Les simulations CFD ont été réalisées pour les écoulements autour d'un profil hydraulique NACA66, pour les nombres de cavitation de 1.49 et de 1.00, qui correspondent aux deux régimes différents : la cavitation à poches attachées stationnaires (steady sheet cavitation) et la cavitation à poches attachées/nuageuses instationnaires (unsteady sheet/cloud cavitation) en utilisant les modèles de cavitation Kubota et Merkle. Les modèles Merkle et Kubota ont été implémentés dans le solveur ANSYS-CFX par un code de programmation en langage Fortran.

Le modèle de cavitation Merkle a donné quelques améliorations pour les résultats de simulation CFD des écoulements cavitants turbulents pour ces cas d'études. La modélisation de la turbulence a également apporté une contribution importante à la qualité des simulations pour la prédiction des écoulements cavitants turbulents de ces cas.

La relation entre la modification de la viscosité turbulente, afin de tenir compte de la compressibilité locale aux interfaces des phases liquide et vapeur, et les résultats numériques a été clarifiée. Les limites des techniques actuelles de simulation des écoulements cavitants turbulents sont abordées tout au long du document.

Ce travail nous a permis de développer un outil numérique amélioré, validé sur des configurations d'écoulements cavitants complexes, afin d'améliorer la compréhension des mécanismes physiques qui contrôlent les effets instationnaires intervenants dans les mécanismes d'instabilité pour les cas de cavitation à poches attachées/nuageuses instationnaires.

ABSTRACT

Cavitation is one of the most unfavorable physical phenomena influencing the performance of hydraulic machines. It is therefore important to predict correctly its inception and development, in order to quantify the performance drop it induces, and also to characterize the resulting flow instabilities.

The objective of this study is to evaluate the applicability of mass transfer cavitation models and determine appropriate numerical parameters for turbulent cavitating flow simulations.

CFD simulations were performed for a NACA66 hydrofoil at cavitation numbers of 1.49 and 1.00, corresponding to steady sheet and unsteady sheet/cloud cavitation regimes using Kubota and Merkle cavitation models. The Merkle and Kubota models were implemented into the solver ANSYS CFX by User Fortran code.

The Merkle cavitation model is found to give some improvements for cavitating flow simulation results for these cases. Turbulence modeling is also found to have an important contribution to the prediction quality of the simulations.

The relationship between the turbulence viscosity modification, in order to take into account the local compressibility at the vapor/liquid interfaces, and the predicted numerical results is clarified. The limitations of the current cavitating flow simulation techniques are discussed throughout the document.

This work allows us to achieve an improved numerical tool, validated on complex configurations of cavitating flows, to improve the understanding of the physical mechanisms that control the unsteady effects involved in the mechanisms of instability for the unsteady sheet/cloud cavitation regimes.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE.....	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ.....	vi
ABSTRACT	vii
TABLE DES MATIÈRES	viii
LISTE DES TABLEAUX.....	xi
LISTE DES FIGURES.....	xii
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xiv
CHAPITRE 1 INTRODUCTION.....	1
1.1 Physique de la cavitation.....	1
1.2 Modélisation numérique de la cavitation	3
CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE	5
2.1 Physique de la cavitation à poches stationnaire et instationnaire.....	5
2.2 Approches de modélisation multiphasique	7
2.3 Approches de modélisation de la cavitation.....	7
2.3.1 Approche à base de la loi d'état du mélange.....	8
2.3.2 Approche à base des équations de transport.....	9
2.4 Équations de transport.....	9
2.5 Équation de Rayleigh-Plesset.....	10
2.6 Modèles de cavitation à équation de transport	11
2.6.1 Modèle de Kubota et al. (1992).....	11
2.6.2 Modèle de Merkle et al. (1998).....	14

2.6.3	Modèle de Senocak et Shyy (2001).....	15
2.6.4	Modèle de Saito (2003)	15
2.6.5	Modèle de Hosangadi et Ahuja (2005)	16
2.6.6	Résumé sur les modèles de cavitation.....	17
2.7	Modèles de turbulence	18
2.7.1	Modèle k- ϵ standard	19
2.7.2	Modèle SST (Shear-Stress Transport).....	20
2.7.3	Modèle SAS (Scale Adaptive Simulation).....	22
2.7.4	Modification de la viscosité turbulente	23
2.7.5	Résumé sur les modèles de turbulence.....	24
CHAPITRE 3 DÉMARCHE DE RECHERCHE		25
CHAPITRE 4 ARTICLE 1 : INVESTIGATION OF CAVITATION MODELS FOR STEADY AND UNSTEADY CAVITATING FLOW SIMULATION.....		28
4.1	Introduction	28
4.2	State of the Art	29
4.3	Numerical Models	32
4.3.1	Conservation of Mass and Momentum	32
4.3.2	Kubota Model.....	33
4.3.3	Merkle Model.....	34
4.3.4	Turbulence Models and Turbulence Viscosity Modification.....	35
4.4	Experimental Setup and Description.....	36
4.5	Numerical Setup and Description	37
4.6	Numerical Results and Analysis	39
4.6.1	Steady Sheet Cavitation	39
4.6.2	Unsteady Sheet/Cloud Cavitation	46

4.7	Conclusions	52
CHAPITRE 5 DISCUSSION GÉNÉRALE		59
5.1	Méthodologie	59
5.2	Premier cas test : cavitation à poches attachées stationnaires	60
5.3	Deuxième cas test : cavitation à poches attachées/nuageuses instationnaires	60
5.4	Contributions scientifiques.....	62
CHAPITRE 6 CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS		63
6.1	Conclusion.....	63
6.2	Perspectives	64
BIBLIOGRAPHIE		67

LISTE DES TABLEAUX

Table 4-1 Comparison of the vapor fraction and turbulence kinetic energy contours with and without turbulence viscosity modification, for two different cavitation models, k- ϵ turbulence model; volume fraction: black (pure water), white (pure vapor); turbulent kinetic energy: black (highest value), white (lowest value).....	45
Table 4-2 Comparison of the measured and predicted cavity shedding frequencies (Hz) for the Kubota and Merkle cavitation models with $n = 1$ and $n = 3$ for the case of unsteady sheet/cloud cavitation.....	52

LISTE DES FIGURES

Figure 1-1 Physique du changement des phases de l'eau (pression P vs. température T)	1
Figure 1-2 Développement du micro jet lors de l'implosion d'une bulle de vapeur à proximité d'une paroi solide.....	2
Figure 2-1 La cavitation à poches attachées stationnaires	6
Figure 2-2 La cavitation à poches attachées/nuageuses instationnaires.....	6
Figure 2-3 Les modèles de turbulence disponibles dans ANSYS CFX	19
Figure 2-4 Le modèle SST, combinaison des modèles k- ϵ et k- ω	21
Figure 2-5 Densité de mélange avec l'effet de la compressibilité locale pour représenter la fonction $f(n)$ de l'éq. (30)	24
Figure 3-1 Démarche de recherche de la simulation CFD de la cavitation.....	25
Figure 3-2 Procédure de simulations pour les cas de la cavitation étudiés	26
Figure 4-1 Local compressibility modification of the mixture density according to eq. (30)	36
Figure 4-2 Hydrofoil instrumentation and tunnel test section [45]	37
Figure 4-3 Fluid domain and boundary conditions	38
Figure 4-4 Fluid mesh details (structured mesh: left, hybrid mesh: right).....	38
Figure 4-5 Comparisons of the measured versus predicted pressure coefficients obtained using different types of mesh with $y^+ = 1$, Kubota cavitation model, k- ϵ turbulence model, no turbulence viscosity modification	40
Figure 4-6 Comparisons of measured versus predicted pressure coefficients obtained for different turbulence models with Kubota cavitation model (left) and Merkle cavitation model (right), no turbulence viscosity modification	41
Figure 4-7 Comparisons of measured versus predicted pressure coefficients obtained for different cavitation models using k- ϵ turbulence model (left) and SST turbulence model (right), no turbulence viscosity modification	42

Figure 4-8 Comparisons of the measured versus predicted pressure coefficients with and without turbulence viscosity modification, different cavitation models, k- ϵ turbulence model	43
Figure 4-9 Comparisons of the measured and the predicted suction side lift coefficients obtained using Kubota cavitation model, with k- ϵ and SAS-SST turbulence models.....	47
Figure 4-10 Comparisons of the measured and the predicted suction side lift coefficients obtained using Merkle cavitation model, with k- ϵ and SAS-SST turbulence models	47
Figure 4-11 Comparisons of the measured and the predicted suction side lift coefficients obtained for one cavitation shedding cycle.....	49
Figure 4-12 Comparisons of the predicted vapor fraction contours predicted using the Kubota and Merkle cavitation model with experimental observations, k- ϵ turbulence model	51
Figure 5-1 Visualisation numérique de la cavitation à poches attachées stationnaires.....	60
Figure 5-2 Visualisation numérique de la cavitation à poches attachées/nuageuses instationnaires	61

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

GÉNÉRALITÉ :

c	Corde du profil (m)
P ou p	Pression statique [Pa]
T	Température [K]
P_{∞} ou p_{∞}	Pression statique de référence [Pa]
u	Vitesse [m/s]
u_{∞}	Vitesse de référence [m/s]
$C_p = (P - P_{\infty}) / (0.5 \rho V_{\infty}^2)$	Coefficient adimensionnel de pression locale
μ	Viscosité dynamique [kg/(m s)]
ν	Viscosité cinématique [m ² /s]
Re	Nombre adimensionnel de Reynolds
μ	Viscosité dynamique [kg/(m s)]
f	Fréquence d'oscillation [Hz]

ASPECT DE CAVITATION :

$C_{k_dest}, C_{m_dest}, C_{vap}$	Coefficient d'évaporation
$C_{k_prod}, C_{m_prod}, C_{cond}$	Coefficient de condensation
P_v ou p_v	Pression de vaporisation (Pression de vapeur saturante) [Pa]
ρ_v	Masse volumique de la phase vapeur [kg/m ³]
ρ_l	Masse volumique de la phase liquide [kg/m ³]
ρ_m	Masse volumique du mélange diphasique [kg/m ³]
σ ou $C_a = \frac{p_{\infty} - p_v}{\frac{1}{2} \rho_l U_{\infty}^2}$	Nombre adimensionnel de cavitation
α	Taux de vide ou fraction volumique
α_v ou r_g	Taux de vide ou fraction volumique de la vapeur
α_l	Taux de vide ou fraction volumique du liquide
\dot{m}	Débit massique par unité de volume à l'interface [kg/(m ³ s)]
\dot{m}^-	Terme source de vaporisation [kg/(m ³ s)]
\dot{m}^+	Terme source de condensation [kg/(m ³ s)]
r_{nuc} ou α_{nuc}	Fraction volumique des sites de nucléation

R_B Rayon d'une bulle de gaz [m]

ASPECT NUMÉRIQUE :

μ_t Viscosité dynamique turbulente [kg/(m s)]

k Énergie cinétique turbulente par unité de masse [m^2/s^2]

ε Dissipation turbulente par unité de masse [m^2/s^3]

ω Dissipation spécifique [1/s]

C_μ Coefficient du modèle k- ε

SIGLES :

RSM Reynolds Stress Model (modèle aux tensions de Reynolds)

SST Shear Stress Transport (transport des contraintes de cisaillement)

CFD Computational Fluid Dynamics

RANS Reynolds Averaged Navier-Stokes

LES Large-Eddy Simulation

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

La présente étude se concentre sur la simulation numérique des écoulements cavitants turbulents. Ces écoulements sont étudiés en particulier à cause de l'impact négatif induit par l'apparition de la cavitation dans différents équipements. Dans les turbines hydrauliques, la cavitation est considérée comme l'un des principaux facteurs contribuant aux fluctuations de pression qui conduisent à la production de bruit, de vibration et spécialement à des dommages de surface du solide, généralement appelés "l'érosion de cavitation".

1.1 Physique de la cavitation

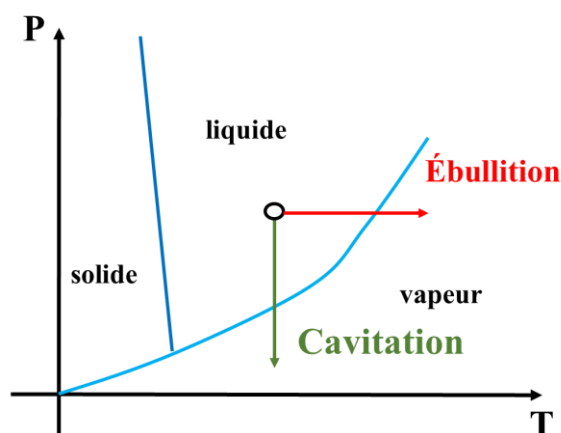


Figure 1-1 Physique du changement des phases de l'eau (pression P vs. température T)

La cavitation est un phénomène de changement de phase où l'eau à l'état liquide passe à l'état vapeur par une diminution de pression sans apport de chaleur. Dans les écoulements fluides, la cavitation est un phénomène multiphasique aérohydrodynamique causé par une diminution de la pression statique locale dans les écoulements, généralement associée à une augmentation de la vitesse locale. Ainsi, lorsque l'écoulement atteint une vitesse locale suffisante, la pression statique diminue jusqu'à la valeur de la pression de vaporisation et le fluide se vaporise. Donc, l'écoulement monophasique se transforme en écoulement diphasique. Ce changement de phases produit des transferts de masse, de quantité de mouvement, et d'énergie entre les phases liquide et vapeur.

Physiquement, les impacts négatifs de la cavitation sont essentiellement dus à la disparition brutale des bulles de vapeur lorsqu'elles rencontrent une zone de l'écoulement où la pression

statique est supérieure à la pression de vaporisation. En effet, dans ces régions, les bulles de vapeur implosent et génèrent un micro jet endommageant les matériaux constituant les parois solides qui contiennent l'écoulement. De nombreuses activités industrielles sont influencées par les effets négatifs de la cavitation : la production d'électricité via les turbines hydrauliques, la propulsion marine et spatiale, etc.

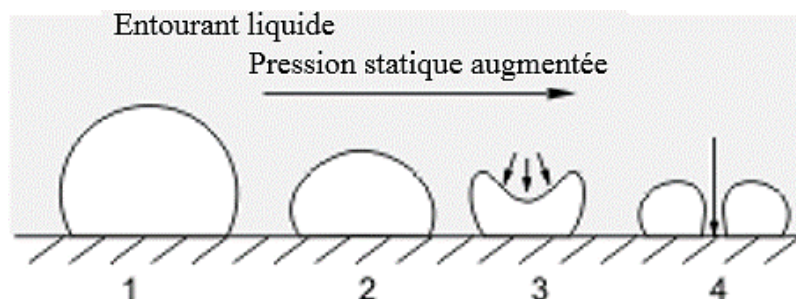


Figure 1-2 Développement du micro jet lors de l'implosion d'une bulle de vapeur à proximité d'une paroi solide

Méthode pour se protéger contre la cavitation :

À l'heure actuelle, la prédiction et le contrôle de la cavitation ne sont pas encore assurés. Pour se protéger contre la cavitation, les industriels ont les choix suivants : limiter la capacité des équipements, développer des systèmes supplémentaires sur les équipements non vitaux, comme le système d'aération dans l'aspirateur qui aide à réduire la cavitation, mais, en revanche, diminue le rendement des turbines hydrauliques, ou bien planifier à l'avance le remplacement du matériel, etc.

Toutes ces réalités démontrent un besoin de recherche sur la cavitation afin de mieux comprendre les mécanismes d'apparition et disparition de ce phénomène et ainsi fournir les outils et moyens capables de prédire le comportement des écoulements cavitants. Ces outils serviront ensuite à améliorer la conception des équipements et le contrôle des écoulements cavitants.

L'écoulement cavitant est un écoulement complexe à étudier expérimentalement et numériquement. Cette complexité est le résultat de la présence des deux phases liquide et vapeur dans l'écoulement et rejoint donc des problèmes de modélisation des écoulements multiphasiques turbulents avec changement de phases.

1.2 Modélisation numérique de la cavitation

Pour attaquer les défis de la conception des turbines hydrauliques, afin de réduire les mauvais effets de la cavitation et d'améliorer le rendement, la simulation CFD est utilisée de plus en plus en industrie, pour diminuer les coûts de développement. Depuis son émergence durant les années 70, la fiabilité des résultats numériques a bien augmenté et son rôle au sein du processus de développement est devenu important. Depuis l'apparition de la simulation CFD dans le processus de conception, des tests expérimentaux aux bancs d'essai hydrauliques, un processus hautement coûteux, ont été progressivement remplacés par les analyses de CFD. Les turbines hydrauliques étant déjà des systèmes très optimisés d'un point de vue hydrodynamique, l'obtention d'un rendement supplémentaire dans ce domaine demande les méthodes de plus en plus sophistiquées.

L'étude des écoulements cavitants par les simulations numériques CFD présente également un grand intérêt. L'enjeu est la capacité de prédire correctement l'apparition de la cavitation et de reproduire les effets instationnaires de l'écoulement. C'est à la fois dans l'objectif de prédiction lié aux problématiques industrielles et également pour accéder aux informations fines difficilement mesurables expérimentalement. Il est très important pour les industriels de prédire les zones de développement de la cavitation et de mettre en place les solutions techniques pour confiner et/ou contrôler le développement de la cavitation dans les systèmes hydrauliques, et augmenter ainsi les plages des conditions d'opération. Du point de vue industriel, les simulations numériques présentent donc un intérêt applicatif. Au-delà de cet intérêt, elles présentent aussi un intérêt fondamental, car elles permettent non seulement l'analyse globale du phénomène par la prédiction du comportement instationnaire, mais aussi une étude locale fine en analysant les différents paramètres physiques à différentes échelles.

Pour atteindre ces objectifs, la modélisation de la cavitation doit se baser sur les algorithmes couplant les équations de la dynamique des fluides comme les équations de Navier-Stokes et un modèle, dit de cavitation, souvent empirique, qui doit prédire correctement la façon dont la phase vapeur apparaît, disparaît, et interagit avec la phase liquide dans un processus de vaporisation et condensation. Les modèles de cavitation contrôlent donc l'apparition et la disparition de la vapeur dans l'écoulement liquide. Ils reposent souvent sur l'approche homogène définie précédemment : les deux phases liquide et vapeur constituent un mélange diphasique représenté par un fluide unique défini par les propriétés physiques moyennes.

En revanche, les modèles de cavitation n'ont pas fondamentalement évolué au cours des dernières années, à la fois par le manque de possibilité de validation fine des résultats et également à cause de l'interaction avec les modèles de turbulence. Les modèles de turbulence existants apparaissent en général mal adaptés à la physique de la cavitation et engendrent donc, en combinaison avec les modèles de cavitation, des écarts par rapport à la réalité.

Les modèles de turbulence existants ne tiennent pas toujours compte de certains paramètres importants comme la forte compressibilité dans les zones de mélange. Une difficulté majeure sur le plan numérique est liée aux développements spécifiques des méthodes de résolution, en raison notamment du caractère à la fois fortement compressible dans les zones diphasiques et quasiment incompressible dans le liquide pur de l'écoulement. Le traitement et la modélisation de la turbulence qui interagit fortement avec les modèles de cavitation, sont une seconde difficulté importante.

Ce mémoire est présenté sous la forme d'un mémoire par article qui inclut un article de journal publié au journal IJFMS (International Journal of Fluid Machinery and Systems). Voici la structure du document :

Le chapitre II de ce rapport sera consacré à la revue de littérature sur les méthodes numériques de la modélisation des écoulements cavitants turbulents. Les différentes approches et les différents modèles pour la modélisation de la cavitation seront présentés. La modélisation de la turbulence et les modèles de turbulence seront résumés.

Dans le chapitre III, nous présenterons la démarche de l'ensemble du travail de recherche.

Dans le chapitre IV, une copie de notre article de journal IJFMS (International Journal of Fluid Machinery and Systems) qui a été accepté et publié, sera présentée.

Dans le chapitre V, nous présenterons une discussion générale intégrée en regard des aspects méthodologiques, des résultats et des contributions scientifiques.

Nous terminerons ce document par une conclusion et des perspectives.

CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE

Ce chapitre est principalement consacré aux techniques de la modélisation des écoulements cavitants turbulents. Dans un premier temps, une description de la physique des deux cas d'études de la cavitation à poches stationnaire et instationnaire sera présentée.

La cavitation est un phénomène physique, associé aux écoulements fluides multiphasiques qui agit sur les caractéristiques de la turbulence des écoulements. Les techniques de simulation CFD à considérer incluent donc :

1. La simulation des écoulements multiphasiques
2. La simulation des écoulements turbulents

Les caractéristiques d'un écoulement cavitant se caractérisent par le nombre de cavitation, défini comme suit :

$$C_a = \frac{p - p_v}{\frac{1}{2}\rho U^2} \quad (1)$$

- p : pression de référence pour l'écoulement (par exemple, la pression à l'entrée)
- p_v : pression de vaporisation du liquide
- $\frac{1}{2}\rho U^2$: pression dynamique

Physiquement, la tendance de l'écoulement à caviter augmente lorsque le nombre de cavitation diminue. La cavitation est traitée séparément du changement thermique des phases, parce que le processus de la cavitation est généralement trop rapide pour que l'hypothèse de l'équilibre thermique à l'interface des phases soit correcte. Dans les modèles de cavitation les plus simples, le transfert de masse est entraîné par les effets purement mécaniques, autrement dit, les différences de pression liquide-vapeur, plutôt que les effets thermiques.

2.1 Physique de la cavitation à poches stationnaire et instationnaire

L'ensemble des calculs CFD dans cette étude ont été réalisés pour les écoulements autour d'un profil NACA66, pour les nombres de cavitation de 1.49 et de 1.00, qui correspondent à deux régimes différents : la cavitation à poches attachées stationnaires (steady sheet cavitation) et la cavitation à poches attachées/nuageuses instationnaires (unsteady sheet/cloud cavitation).

D'après les observations expérimentales, lorsque l'incidence du profil augmente, les bulles produites près du profil peuvent se transformer brutalement en une structure attachée au profil. Cette structure constituée principalement de vapeur, est appelée "poche". Il y a deux classes importantes de la cavitation à poches : la cavitation à poches attachées stationnaires et la cavitation à poches attachées/nuageuses instationnaires.

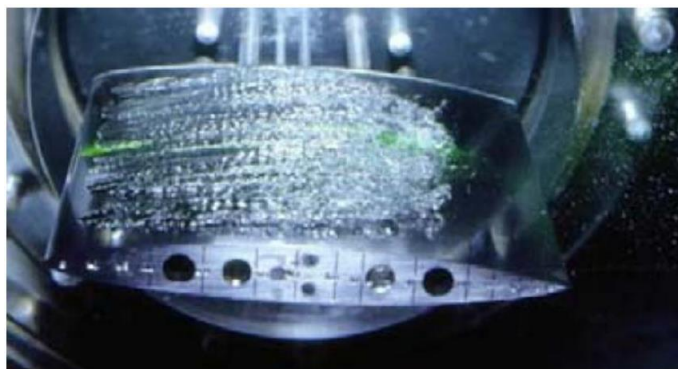


Figure 2-1 La cavitation à poches attachées stationnaires

La cavitation à poches attachées stationnaires est fortement liée au nombre de cavitation et au nombre de Reynolds et elle adopte un comportement plus ou moins stable, en fonction de la nature et des conditions de l'écoulement.



Figure 2-2 La cavitation à poches attachées/nuageuses instationnaires

Lorsque le nombre de cavitation diminue, plus de bulles de cavitation apparaissent. Dans certaines situations, la cavitation à poches attachées stationnaires est transformée en cavitation à poches attachées/nuageuses instationnaires avec des fluctuations périodiques. La poche se développe, et elle est caractérisée par un jet rentrant causé par un gradient de pression adverse produit en arrière de la poche. Il s'agit d'un écoulement de retour contre la surface du profil,

dirigé de l'aval vers l'amont qui remonte de la fermeture de la poche vers le bord d'attaque. Ce jet coupe l'interface de la poche et provoque le détachement d'une partie de la poche de cavitation. Ce processus se répète à une fréquence d'oscillation. Ce type de cavitation est notamment observé sur les profils portants et dans les turbomachines.

2.2 Approches de modélisation multiphasique

Actuellement, il y a deux approches pour le calcul numérique des écoulements multiphasiques : l'approche Eulérienne-Lagrangienne et l'approche Eulérienne-Eulérienne.

Approche Eulérienne-Lagrangienne :

Dans cette approche, la phase liquide est traitée comme un continuum en résolvant les équations de Navier-Stokes, tandis que la phase dispersée est résolue par le suivi d'un grand nombre de particules, de bulles, ou de gouttelettes à travers le champ de l'écoulement calculé. La phase dispersée peut échanger de la quantité de mouvement, de la masse et de l'énergie avec la phase fluide. Les limites de cette approche sont liées au fait que la fraction volumique de la phase dispersée doit être négligée. Cette approche n'est donc pas appropriée pour les écoulements cavitants étudiés, où la fraction volumique de la vapeur d'eau peut être importante.

Approche Eulérienne-Eulérienne :

Dans cette approche, les différentes phases sont traitées mathématiquement comme des continua interpénétrés. Étant donné que le volume d'une phase ne peut pas être occupé par les autres phases, le concept de la fraction volumique pour chaque phase est introduit. Ces fractions volumiques sont supposées être des fonctions continues de l'espace et du temps, et leur somme est égale à un. Le système d'équations de conservation a la même structure pour toutes les phases. Ces équations sont fermées en fournissant les relations constitutives qui sont obtenues à partir soit des données empiriques, soit de l'application de la théorie cinétique. Cette approche est tout-à-fait préférable pour les écoulements cavitants étudiés.

2.3 Approches de modélisation de la cavitation

Le choix d'un modèle approprié pour la simulation des écoulements cavitants est très délicat. La plupart des modèles supposent un flux cavitant homogène et isotherme. Pour résoudre la densité du mélange liquide/vapeur dans les écoulements cavitants, deux approches principales sont

utilisées : les équations d'état barotropique, ou lois d'état du mélange, et les équations de transport.

2.3.1 Approche à base de la loi d'état du mélange

Dans l'approche basée sur la loi d'état du mélange, proposée premièrement par Delannoy et Kueny en 1990, la densité du mélange local (ρ_m) est supposée dépendre uniquement de la pression locale : $\rho_m = f(p)$ dans l'équation de l'état barotropique [1].

Des résultats expérimentaux récents ont montré que la vorticité est importante dans un écoulement cavitant, en particulier dans les régions de fermeture des poches de cavitation où les bulles de vapeurs viennent disparaître [2]. La production de cette vorticité est la conséquence du couple baroclinique :

$$\nabla \frac{1}{\rho_m} \times \nabla p \quad (2)$$

Si l'équation d'état barotropique, $\rho_m = f(p)$, est utilisée, les gradients de densité et de pression sont parallèles, ce qui conduit à un couple baroclinique nul.

Par conséquent, cette approche n'est pas appropriée pour simuler correctement la dynamique des écoulements cavitants [3]. L'approche basée sur la loi d'état du mélange n'a donc pas été utilisée dans ce projet.

Le premier modèle barotrope proposé par Delannoy et Kueny est un modèle sinusoïdale [1]. Le modèle relie la pression à la masse volumique par une relation en sinus :

$$\rho = \frac{\rho_L + \rho_V}{2} + \frac{\rho_L - \rho_V}{2} \sin \left(\frac{p - p_{vap}}{c_{min}^2} \frac{2}{\rho_L - \rho_V} \right) \quad (3)$$

L'expression de cette loi impose un léger déséquilibre de pression entre les phases. Ce déséquilibre est piloté par la valeur c_{min} qui représente la vitesse du son minimale dans le mélange.

2.3.2 Approche à base des équations de transport

La deuxième approche a été développée en se basant sur les équations de transport pour capturer les processus physiques de la cavitation de façon plus détaillée, incluant la nucléation des bulles, la croissance, l'effondrement, la rupture, la coalescence, et la dispersion turbulente. Afin de résoudre la densité du mélange locale (ρ_m), une équation de transport est ajoutée dans le système des équations de transport. Pour décrire le transfert de masse entre les phases liquide et vapeur, différents termes sources et puits représentant les processus de la cavitation ont été proposés [4-7].

L'un des objectifs de ce projet de recherche est de modéliser les écoulements cavitants de façon détaillée. L'approche basée sur les équations de transport a donc été choisie. La modélisation de la cavitation utilisant cette approche sera détaillée ci-dessous.

2.4 Équations de transport

Les équations RANS (Reynolds-averaged Navier–Stokes) sont utilisées pour modéliser le phénomène de la cavitation à poches attachées stationnaires; et les équations RANS instationnaires (URANS) sont utilisées pour modéliser le phénomène de la cavitation à poches attachées/nuageuses instationnaires étudié ici. Ces équations de conservation, pour un fluide newtonien sans force volumique et sans transfert de chaleur, sont présentées ci-dessous avec les équations de transfert de masse entre les phases :

Les équations de conservation de masse :

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_m u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (4)$$

Les équations de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial (\rho_m u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_m u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu_m + \mu_T) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \right] \quad (5)$$

Les équations de transfert de masse entre les phases :

$$\frac{\partial(\rho_l \alpha_l)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_l \alpha_l u_j)}{\partial x_j} = \dot{m}^- - \dot{m}^+ \quad (6)$$

L'équation de la masse volumique du mélange :

$$\rho_m = \rho_l \alpha_l + \rho_v \alpha_v \quad (7)$$

L'équation de la viscosité du mélange :

$$\mu_m = \mu_l \alpha_l + \mu_v \alpha_v \quad (8)$$

où ρ_m est la masse volumique du mélange, ρ_l est la masse volumique du liquide, ρ_v est la masse volumique de la vapeur, α_v est la fraction volumique de la phase vapeur, α_l est la fraction volumique de la phase liquide, u est la vitesse locale, p est la pression locale, μ_m est la viscosité dynamique du mélange, μ_l et μ_v sont, respectivement, les viscosités dynamiques du liquide et de la vapeur et μ_T est la viscosité turbulente. Les indices (i, j, et k) désignent les directions des coordonnées cartésiennes. Le terme source \dot{m}^+ et le terme puit \dot{m}^- représentent les taux de transfert de masse entre les phases par unité de volume pour les processus de condensation et d'évaporation, respectivement.

2.5 Équation de Rayleigh-Plesset

L'équation de Rayleigh-Plesset est une équation de base pour la simulation des écoulements cavitants, décrivant le développement d'une seule bulle de vapeur dans un liquide. Cette équation a été utilisée pour développer des modèles de cavitation comme le modèle de Kubota et al., le modèle de Schnerr et Sauer, le modèle de Singhal et al., etc.

L'équation de Rayleigh-Plesset fournit la base pour l'équation de contrôle de la génération de vapeur et de la condensation. L'équation de Rayleigh-Plesset décrivant le développement d'une bulle de gaz dans un liquide est donnée par :

$$R_B \frac{d^2 R_B}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR_B}{dt} \right)^2 + \frac{2 \sigma}{\rho_f R_B} = \frac{p_v - p}{\rho_f} \quad (9)$$

- R_B : rayon de la bulle
- p_v : pression dans la bulle (supposée être la pression de vaporisation à la température du liquide)
- p : pression dans le liquide entourant la bulle
- ρ_f : densité du fluide liquide
- σ : coefficient de la tension de surface entre le liquide et la vapeur

On note que cette équation est dérivée à partir d'un équilibre mécanique, en supposant qu'il n'y a pas de barrière thermique au développement de la bulle. En négligeant les termes du second ordre (ce qui est approprié pour les basses fréquences d'oscillation) et la tension de surface, cette équation se réduit à :

$$\frac{dR_B}{dt} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_v - p}{\rho_f}} \quad (10)$$

Cette forme simplifiée de l'équation de Rayleigh-Plesset a été utilisée pour développer des modèles de cavitation.

2.6 Modèles de cavitation à équation de transport

Quelques modèles de cavitation trouvés dans la littérature seront présentés dans cette section. Le modèle de Kubota et le modèle de Merkle seront présentés avec plus de détails, car la concentration de ce projet de recherche a été mise sur ces deux modèles.

2.6.1 Modèle de Kubota et al. (1992)

Le modèle de cavitation Kubota et al. est parfois appelé le modèle Zwart-Gerber-Belamri. Le développement et la destruction des bulles de vapeur sont décrits par l'équation simplifiée de Rayleigh-Plesset pour la dynamique des bulles (eq. (10)). En supposant que toutes les bulles dans l'écoulement cavitant ont la même taille (R_B , le rayon de la bulle est constant), les auteurs ont proposé que le taux global du transfert de masse interphasique par unité de volume (\dot{m}) soit calculé en utilisant le nombre de bulles (N_B), et le taux de changement de la masse d'une seule bulle. Une explication de ces calculs est présentée ici :

Le taux de variation du volume de la bulle est calculé comme suit :

$$\frac{dV_B}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi R_B^3 \right) = 4 \pi R_B^2 \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_v - p}{\rho_f}} \quad (11)$$

et le taux de variation de la masse de la bulle est calculé comme suit :

$$\frac{dm_B}{dt} = \rho_g \frac{dV_B}{dt} = 4 \pi R_B^2 \rho_g \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_v - p}{\rho_f}} \quad (12)$$

- ρ_g : densité de la phase gazeuse, vapeur

S'il y a N_B bulles par unité de volume, la fraction volumique de vapeur r_g peut être exprimée comme suit :

$$r_g = V_B N_B = \frac{4}{3} \pi R_B^3 N_B \quad (13)$$

et le taux de transfert de masse interphasique total par unité de volume est :

$$\dot{m}_{fg} = N_B \frac{dm_B}{dt} = \frac{3 r_g \rho_g}{R_B} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_v - p}{\rho_f}} \quad (14)$$

- \dot{m}_{fg} : taux de transfert de masse interphasique total (entre les phases : fluide liquide et gaz)

Cette expression a été dérivée pour le développement des bulles (la vaporisation). Il peut être généralisé pour inclure la condensation comme suit :

$$\dot{m}_{fg} = F \frac{3 r_g \rho_g}{R_B} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{|p_v - p|}{\rho_f}} \operatorname{sgn}(p_v - p) \quad (15)$$

- si $p_v < p$, $\operatorname{sgn}(p_v - p) = -1$
- si $p_v \geq p$, $\operatorname{sgn}(p_v - p) = 1$

où F est un facteur empirique qui peut être différent pour la vaporisation et la condensation, le modèle est conçu pour tenir compte du fait que ces deux phénomènes peuvent se produire à des taux différents. La condensation est habituellement beaucoup plus lente que la vaporisation. Pour

la modélisation des vitesses différentes de la vaporisation et de la condensation, le rayon de la bulle, R_B sera remplacé par le rayon de la zone de nucléation, R_{nuc} .

La vaporisation est initiée dans les zones dites “*sites de nucléation*”, le plus souvent par les gaz non condensables. Lorsque la fraction volumique de vapeur augmente, la densité des sites de nucléation est diminuée en conséquence, parce qu'il y a moins de liquide. Pour la vaporisation, r_g est remplacé par $r_{nuc} (1-r_g)$, pour donner :

$$\dot{m}_{fg} = F \frac{3 r_{nuc} (1 - r_g) \rho_g}{R_{nuc}} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{|p_v - p|}{\rho_f}} \operatorname{sgn}(p_v - p) \quad (16)$$

- r_{nuc} : fraction volumique des sites de nucléation

Alors, la forme finale de ce modèle de cavitation est comme suit :

Si $p \leq p_v$ (vaporisation) :

$$\dot{m}^- = C_{k_dest} \frac{3\alpha_{nuc}(1 - \alpha_v)\rho_v}{R_B} \left(\frac{2}{3} \frac{p_v - p}{\rho_l} \right)^{1/2} \quad (17)$$

Si $p \geq p_v$ (condensation) :

$$\dot{m}^+ = C_{k_prod} \frac{3\alpha_v\rho_v}{R_B} \left(\frac{2}{3} \frac{p - p_v}{\rho_l} \right)^{1/2} \quad (18)$$

- R_B : rayon de la bulle
- α_{nuc} : fraction volumique des sites de nucléation
- C_{k_dest} : coefficient d'évaporation du modèle de Kubota
- C_{k_prod} : coefficient de condensation du modèle de Kubota

C_{k_dest} est une constante représentant la vitesse de la vaporisation générée à partir de liquide dans les régions où la pression locale est inférieure à la pression de vaporisation. Inversement, C_{k_prod} est une constante représentant la vitesse pour la reversion de la vapeur en liquide de retour dans les régions où la pression locale est supérieure à la pression de vaporisation. Dans ce travail, les valeurs utilisées pour les constantes du modèle sont $\alpha_{nuc} = 5 \times 10^{-4}$, $R_B = 1 \times 10^{-6}$ m, $C_{k_dest} = 50$, et $C_{k_prod} = 0.01$, qui sont les valeurs recommandées par le solveur ANSYS CFX, et utilisées en raison de leur applicabilité générale.

2.6.2 Modèle de Merkle et al. (1998)

Un des premiers modèles utilisant l'équation de conservation de masse entre les phases afin de représenter la cavitation est celui de Merkle [5]. Quelques chercheurs ont adopté le modèle proposé par Merkle et al., et l'ont présenté à la fois sous forme de fraction volumique et sous forme de fraction massique.

Le modèle de cavitation de Merkle et al. n'est pas construit en se basant sur l'équation de Rayleigh-Plesset comme le modèle de cavitation Kubota et al., pour décrire le développement des bulles de vapeur individuelles dans le liquide. Le modèle de Merkle et al. a été obtenu en se basant principalement sur les arguments dimensionnels pour les grands amas de bulles au lieu des bulles individuelles. Par conséquent, les termes source et puit pour le modèle de Merkle sont directement liés à la différence de pression, $p - p_v$, au lieu de la racine carrée de la différence de pression comme dans le modèle Kubota :

Si $p \leq p_v$ (vaporisation) :

$$\dot{m}^- = - \frac{C_{m_dest} \rho_l \rho_l \text{MIN}(p - p_v, 0)(1 - \alpha_v)}{(0.5 \rho_l U_\infty^2) \rho_v t_\infty} \quad (19)$$

Si $p \geq p_v$ (condensation) :

$$\dot{m}^+ = \frac{C_{m_prod} \rho_l \text{MAX}(p - p_v, 0) \alpha_v}{(0.5 \rho_l U_\infty^2) t_\infty} \quad (20)$$

- C_{m_dest} : coefficient d'évaporation du modèle de Merkle
- C_{m_prod} : coefficient de condensation du modèle de Merkle
- $t_\infty = c / U_\infty$: temps moyen de l'écoulement
- c : corde de profil
- U_∞ : vitesse de référence (vitesse à l'entrée du domaine)

Dans ce travail, les facteurs empiriques sont choisis comme $C_{m_dest} = 1$ et $C_{m_prod} = 80$, ce qui suit les constantes recommandées par Senocak et Shyy [3] pour la simulation des écoulements cavitants.

2.6.3 Modèle de Senocak et Shyy (2001)

En partant du modèle de cavitation de Merkle, Senocak et Shyy [8] ont tenté d'éliminer les constantes empiriques en introduisant la vitesse normale à l'interface. Cette méthode induit le problème de localiser l'interface. Cette difficulté est franchie par le calcul du gradient de la masse volumique. Ils obtiennent ainsi une interface fictive, car il n'y a aucun traitement de cette interface. Les termes sources de transfert de masse sont alors :

Si $p \leq p_v$ (vaporisation) :

$$\dot{m}^- = - \frac{\rho_l \rho_l \text{MIN}(p - p_v, 0)}{\rho_v (U_{V,n} - U_{I,n})^2 (\rho_l - \rho_v) t_\infty} \quad (21)$$

Si $p \geq p_v$ (condensation) :

$$\dot{m}^+ = \frac{(1 - \alpha_l) \text{MAX}(p - p_v, 0)}{(U_{V,n} - U_{I,n})^2 (\rho_l - \rho_v) t_\infty} \quad (22)$$

où $U_{V,n} = \mathbf{u} \cdot \mathbf{n}$, la vitesse normale de la phase vapeur est lié au gradient de la fraction volumique du liquide, elle représente le produit scalaire de la vitesse moyenne de l'écoulement (\mathbf{u}) et le vecteur normal (\mathbf{n}).

- $\mathbf{n} = \frac{\nabla \alpha_L}{|\nabla \alpha_L|}$: la direction normale sortante de l'interface

Pour certains auteurs, ce modèle est appelé Sharp Interfacial Dynamics Model (IDM).

2.6.4 Modèle de Saito (2003)

Dans ce modèle, le transfert de masse à l'interface entre les deux phases est considéré hors-équilibre. Ceci implique que le changement de température à travers l'interface est pris en compte, on considère donc un gradient de température et de pression à l'interface.

La pression de la vapeur saturante est donnée par la formule empirique suivante :

$$P_v = 22.13 \times 10^6 \exp \{ (1 - 647.31/T) [7.2138 + (1.152 \times 10^{-5} - 4.787 \times 10^{-9} T)(T - 483.16)^2] \} \quad (23)$$

- T : température absolue.

Cette modélisation est basée sur la théorie cinétique du transfert de masse au cours des processus de condensation et de vaporisation à travers une surface plane (voir [9] pour plus de détails). Les termes sources de vaporisation et de condensation définis en utilisant cette théorie peuvent s'exprimer en fonction du flux massique traversant l'interface, noté J .

$$J = (P - P_V) \left(\frac{M}{2\pi RT} \right)^{1/2} \quad (24)$$

- M : masse moléculaire
- R : constante universelle des gaz

L'écriture finale des termes sources dans ce modèle est comme suit :

Si $p \leq p_v$ (vaporisation) :

$$\dot{m}^- = C_c A \alpha (1 - \alpha) \frac{P_V - P}{\sqrt{2\pi RT_s}} \quad (25)$$

Si $p \geq p_v$ (condensation) :

$$\dot{m}^+ = C_e A \alpha (1 - \alpha) \frac{\rho_l}{\rho_v} \frac{P_V - P}{\sqrt{2\pi RT_s}} \quad (26)$$

Avec $A = C_a \alpha (1 - \alpha)$

- T_s : température de saturation
- C_e, C_c, C_a : coefficients empiriques

2.6.5 Modèle de Hosangadi et Ahuja (2005)

Le modèle de Hosangadi et Ahuja utilise les termes source basés sur le modèle de Merkle [5]. Ces travaux sont développés dans le code CRUNCH (<http://crunch.craft-tech.com/>). Ils utilisent l'équation suivante pour calculer les termes sources de transfert de masse :

$$\dot{m}_t = \dot{m}^- \alpha \rho_V + \dot{m}^+ (1 - \alpha) \rho_L \quad (27)$$

Les termes sources du transfert de masse sont alors :

$$\dot{m}^- = \begin{bmatrix} 0 & P < P_{vap} \\ \frac{1}{\tau_V} \frac{U_{ref}}{L_{ref}} \left[\frac{P - P_{vap}}{\frac{1}{2} \rho_L U_{ref}^2} \right] & P > P_{vap} \end{bmatrix} \quad (28)$$

$$\dot{m}^+ = \begin{bmatrix} 0 & P > P_{vap} \\ \frac{1}{\tau_L} \frac{U_{ref}}{L_{ref}} \left[\frac{P - P_{vap}}{\frac{1}{2} \rho_L U_{ref}^2} \right] & P < P_{vap} \end{bmatrix} \quad (29)$$

τ_V et τ_L sont, respectivement, les constantes de temps de la vaporisation et de la condensation, égales à une valeur identique, 0.01s. Les propriétés thermodynamiques de chaque phase sont calculées à partir des tables de données du NIST.

2.6.6 Résumé sur les modèles de cavitation

Les différents modèles de cavitation basés sur les équations de transport intégrant les termes sources qui gèrent le transfert de masse entre les deux phases, ont été présentés. Les modèles de Kubota et de Merkle ont été choisis pour les études dans ce projet de recherche pour les raisons suivantes :

Le modèle de Kubota est le seul modèle de cavitation par défaut dans le solveur ANSYS-CFX. Alors, pour valider notre méthode d'implémentation des modèles de cavitation dans le solveur par le code de programmation en Fortran, il est important de comparer les résultats donnés par le modèle de cavitation par défaut et le modèle de cavitation implémenté.

Le modèle de Merkle est un modèle de cavitation très utilisé en raison de sa flexibilité et de sa capacité à reproduire les phénomènes instationnaires des écoulements cavitants. En plus, le modèle Merkle est un modèle de cavitation simple, robuste et sans tenir compte des effets thermodynamiques. Par conséquent, nous avons utilisé les avantages de ces modèles de cavitation isothermes pour la simulation des écoulements cavitants autour de profils hydrauliques, où l'effet thermique peut être négligé. Les termes de vaporisation et de condensation dépendant de la différence de pression et de la fraction volumique locales \dot{m}^+ et \dot{m}^- , ne sont jamais localement activés en même temps, ce qui permet de respecter théoriquement le principe du minimum/maximum sur la fraction volumique c'est-à-dire : de limiter automatiquement les variations de la fraction volumique dans ses plages physiques [0, 1]. C'est donc l'un des modèles que nous avons utilisés pour l'ensemble de nos calculs.

2.7 Modèles de turbulence

Les écoulements turbulents présentent des fluctuations en temps et en espace. C'est un processus complexe, principalement parce qu'il est en trois dimensions, instationnaire et il se produit à plusieurs échelles. La turbulence peut avoir un effet significatif sur les caractéristiques de l'écoulement. La turbulence se produit lorsque les forces d'inertie dans le fluide deviennent significatives par rapport aux forces visqueuses, et se caractérise par un nombre de Reynolds élevé. En principe, les équations de Navier-Stokes peuvent décrire à la fois les écoulements laminaires et turbulents, sans besoin d'informations supplémentaires. Les modèles de turbulence ont été développés spécifiquement pour représenter les effets de la turbulence sans avoir recours à une taille de maillage prohibitivement fine ou à la simulation numérique directe.

Actuellement, trois approches sont disponibles. Chaque approche offre un degré de résolution différent.

- **La simulation numérique directe (Direct Numerical Simulation (DNS))** : permet la résolution de l'ensemble des échelles spatiales et temporelles. Cette approche permet de donner une pleine résolution, sans aucune modélisation. En revanche, cette approche est trop chère pour les écoulements industriels.
- **La simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation (LES))** : consiste à résoudre les échelles spatiales et temporelles qui recouvrent les structures à haut niveau d'énergie. Les grands tourbillons sont directement résolus; les petits sont modélisés. Cette approche est moins chère que la DNS, mais très souvent, encore trop chère pour les applications industrielles.
- **L'approche moyennée (Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS))** : consiste à résoudre uniquement la partie moyenne de l'écoulement et à modéliser les échelles de la turbulence. La solution est donnée par les équations moyennées dans le temps. C'est l'approche la plus largement utilisée pour les écoulements industriels.

Une simulation des équations RANS réduit considérablement les efforts de calcul par rapport à une simulation numérique directe (DNS) ou une simulation des grandes échelles (LES) et elle est largement utilisée pour les calculs d'ingénierie. Pour économiser les ressources de calcul, l'approche moyennée (RANS) est utilisée pour ce projet de recherche.


RANS Eddy-viscosity Models	Zero Equation model	 Augmentation du Coût de Calcul par Itération
	Standard k- ϵ model	
	Standard k- ω model	
	SST model	
RANS Reynolds-Stress Models	SSG model	
	LRR model	
	BSL EARSIM model	
Eddy Simulation Models (Scale Resolving Models SRS)	Scale Adaptive Simulation SST (SAS)	
	Detached Eddy Simulation (DES)	
	Large Eddy Simulation (LES)	

Figure 2-3 Les modèles de turbulence disponibles dans ANSYS CFX

Les modèles de turbulence k- ϵ , Shear Stress Transport (SST), et Scale Adaptive Simulation (SAS) sont choisis pour être étudiés dans ce projet de recherche. Un résumé de ces modèles est présenté ci-dessous.

2.7.1 Modèle k- ϵ standard

Le modèle k- ϵ standard est l'un des modèles de turbulence à deux équations. Il a montré une bonne performance pour les calculs numériques pour les écoulements en ingénierie depuis qu'il a été proposé par Launder et al. en 1972 [10]. La robustesse, l'économie et la précision raisonnable pour une large gamme d'écoulements turbulents expliquent sa popularité pour les simulations des écoulements industriels et de transfert thermique. Il s'agit d'un modèle semi-empirique, et la dérivation des équations du modèle dépend de considérations phénoménologiques et empiriques.

Ce modèle comprend deux équations de transport supplémentaires pour représenter les propriétés de turbulence des écoulements, permettant de tenir compte des effets temporels comme la convection et la diffusion de l'énergie turbulente. Le modèle k- ϵ s'est avéré utile pour les écoulements avec les couches de cisaillement libres et avec les gradients de pression relativement faibles.

Les équations de transport pour le modèle k- ϵ standard sont résumées comme suit :

L'équation de transport pour l'énergie cinétique turbulente k :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k \bar{V}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k + P_b - \rho \varepsilon$$

L'équation de transport pour la dissipation de la turbulence ε :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon \bar{V}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (P_k + C_{3\varepsilon} P_b) + C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}$$

La viscosité turbulente μ_t :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$$

La production de l'énergie cinétique P_k :

$$P_k = -\rho \bar{V}_i' \bar{V}_j' \frac{\partial \bar{V}_j}{\partial x_i}$$

L'effet de la gravitation :

$$P_b = \theta g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_i}$$

où Pr_t est le nombre de Prandtl et g_i est la composante du vecteur gravitationnel dans la $i^{\text{ème}}$ direction. Pour le modèle standard k- ε , la valeur par défaut de Pr_t est de 0.85. Le coefficient de dilatation thermique, θ , est défini comme suit :

$$\theta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$$

Les constantes du modèle sont :

$$C_{\varepsilon 1} = 1.44 ; C_{\varepsilon 2} = 1.92 ; C_{\varepsilon 3} = -0.33 ; C_\mu = 0.09 ; \sigma_k = 1.0 ; \sigma_\varepsilon = 1.3$$

2.7.2 Modèle SST (Shear-Stress Transport)

Le modèle SST (Shear-Stress Transport) a été développé par Menter [11] en combinant les avantages des modèles de turbulence k- ε et k- ω . Premièrement, dans la région proche-paroi, la formulation robuste et précise du modèle k- ω est utilisée. Deuxièmement, dans le champ loin de la paroi, le modèle k- ε est utilisé grâce à sa bonne performance pour les écoulements libres.

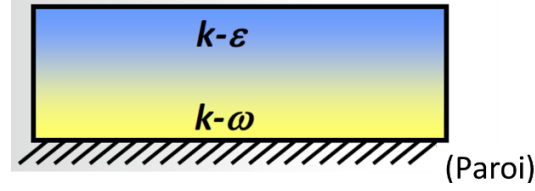


Figure 2-4 Le modèle SST, combinaison des modèles $k-\varepsilon$ et $k-\omega$

D'autre part, d'après les observations de Bradshaw sur les couches limites bidimensionnelles avec gradient de pression adverse, le rapport entre la contrainte de cisaillement $\Sigma = \overline{u_i'' u_j''}$ et l'énergie cinétique turbulente k est approximativement constant, et égal à :

$$\frac{\Sigma}{k} \approx \sqrt{C_\mu} \approx 0,3$$

avec $C_\mu = 0.09$. Or pour le modèle de turbulence $k-\varepsilon$ et le modèle de turbulence $k-\omega$, ce rapport est plutôt égal à :

$$\frac{\Sigma}{\bar{\rho}k} = \sqrt{C_\mu \frac{P}{\epsilon}}$$

Donc, dans le cas où le rapport $\frac{P}{\epsilon}$ est supérieur à 1, comme dans les écoulements à la couche limite avec le gradient de pression adverse, la contrainte de cisaillement est surestimée. Afin d'éviter cette surestimation, Menter a mis au point un limiteur de la viscosité turbulente dans la zone externe de la couche limite. Le modèle SST s'écrit donc :

L'équation de transport pour l'énergie cinétique turbulente k :

$$\frac{\partial \bar{\rho}k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_l} \left[\bar{\rho} \tilde{u}_l k - (\mu + \sigma^* \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_l} \right] = \bar{\rho}P - \beta^* \bar{\rho}k\omega$$

L'équation de transport pour la dissipation spécifique de la turbulence ω :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}\omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_l} \left[\bar{\rho} \tilde{u}_l \omega - (\mu + \sigma \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_l} \right] &= \frac{\gamma}{\nu_t} \bar{\rho}P - \beta \bar{\rho}\omega^2 \\ &+ 2(1 - F_1) \frac{\bar{\rho}\sigma_\omega}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_l} \frac{\partial \omega}{\partial x_l} \end{aligned}$$

et la viscosité turbulente s'exprime avec l'introduction du limiteur :

$$\mu_t = \frac{\bar{\rho}k/\omega}{\max\left(1, \frac{\Omega F_2}{a_1 \omega}\right)}$$

avec

$$\Omega = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} \quad \text{avec} \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right)$$

La fonction F_1 permet de passer du modèle k- ω à la paroi au modèle k- ϵ à l'extérieur. La fonction F_2 joue le rôle du limiteur de la viscosité turbulente. Ces fonctions sont données par les relations suivantes :

$$F_1 = \tanh(\zeta^4) \quad \text{avec} \quad \zeta = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega} \right) ; \frac{4\rho\sigma_{\omega 2}k}{D_{\omega}y^2} \right]$$

$$\text{et} \quad D_{\omega} = \max \left(\frac{\rho\sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_l} \frac{\partial \omega}{\partial x_l} ; 10^{-20} \right)$$

$$F_2 = \tanh(\iota^2) \quad \text{avec} \quad \iota = \max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y} ; \frac{500\nu}{y^2\omega} \right)$$

où y est la distance à la paroi.

Les constantes de ce modèle de turbulence sont définies à partir des valeurs des constantes de chaque modèle (indice 1 pour le modèle k- ω et indice 2 pour le modèle k- ϵ standard). Pour une constante ϕ , on a :

$$\phi = F_1\phi_1 + (1 - F_1)\phi_2$$

avec

$$\begin{array}{llll} \sigma_1^* = 0,5 & ; & \sigma_1 = 0,5 & ; & \beta_1 = 0,075 & ; & \sigma_{\omega 1} = 0 \\ \sigma_2^* = 0,85 & ; & \sigma_2 = 0,856 & ; & \beta_2 = 0,0828 & ; & \sigma_{\omega 2} = 0,856 \\ \kappa = 0,41 & ; & a_1 = \sqrt{\beta^*} = 0,3 & ; & \gamma_i = \frac{\beta_i}{\beta^*} - \sigma_i \frac{\kappa^2}{\sqrt{\beta^*}} & & \text{pour } i = 1, 2 \end{array}$$

2.7.3 Modèle SAS (Scale Adaptive Simulation)

Le modèle SAS est une formulation améliorée des équations URANS (unsteady Reynolds-averaged Navier–Stokes), qui permet la résolution du spectre turbulent pour les écoulements fortement instationnaires. Le concept de SAS est basé sur l'introduction de l'échelle de longueur de von Karman dans l'équation de l'échelle de la turbulence. Les informations fournies par l'échelle de longueur de von Karman permettent au modèle SAS d'ajuster dynamiquement les

structures résolues dans une simulation URANS, ce qui entraîne un comportement LES dans les régions instationnaires de l'écoulement. En même temps, le modèle fournit la résolution des équations RANS standard dans les régions stables de l'écoulement.

Menter et Egorov [11] ont proposé le modèle SAS en se basant sur le modèle SST. Pour certains auteurs, le modèle de turbulence SAS est appelé le modèle de turbulence SAS-SST. L'équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente est celle du modèle SST, tandis que l'équation de transport pour la dissipation spécifique devient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \omega}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_l \omega}{\partial x_l} &= \frac{\omega}{k} P_k (1 - \xi_1) - \rho \omega^2 \left(c_\mu - c_\mu^{1/4} \xi_3 \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\phi} \frac{\partial \omega}{\partial x_l} \right) + \frac{2\rho}{\sigma_\phi} \left(\frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_l} \frac{\partial \omega}{\partial x_l} \right) \\ &+ Q_{SAS} \end{aligned}$$

où :

$$Q_{SAS} = \max \left[\bar{\rho} \xi_2 S^2 \left(\frac{\ell}{L_{vk}} \right)^2 - c_{SAS} \frac{2\bar{\rho} k}{\sigma_\phi} \max \left(\frac{1}{k^2} \frac{\partial k}{\partial x_l} \frac{\partial k}{\partial x_l}; \frac{1}{\omega^2} \frac{\partial \omega}{\partial x_l} \frac{\partial \omega}{\partial x_l} \right); 0 \right]$$

et $c_{SAS} = 2$.

2.7.4 Modification de la viscosité turbulente

Les modèles de turbulence RANS originaux ont été développés pour les écoulements monophasiques entièrement incompressibles et n'ont pas pris en compte des problèmes concernant les écoulements multiphasiques compressibles comme le cas de la cavitation.

Pour améliorer la qualité des simulations numériques en considérant l'influence de l'effet de la compressibilité locale dans les modèles de turbulence, Coutier-Delgosha [12] a proposé de réduire la viscosité turbulente du mélange dans les régions de l'interface des phases liquide et vapeur en se basant sur la fraction volumique locale de la vapeur α_v en substituant μ_T dans l'éq. (30) avec μ_{T_mod} :

$$f(n) = \frac{\rho_v + (1 - \alpha_v)^n (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v + (1 - \alpha_v) (\rho_l - \rho_v)}, \mu_{T_mod} = \mu_t f(n) \quad (30)$$

Pour représenter l'effet de la fonction $f(n)$, la variation de la densité effective modifiée, $\rho_{mf}(n)$, versus la fraction volumique de la vapeur, α_v , pour des valeurs de n est représentée sur la Figure 2-5.

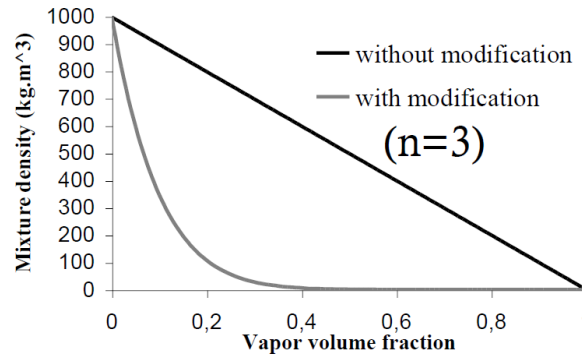


Figure 2-5 Densité de mélange avec l'effet de la compressibilité locale pour représenter la fonction $f(n)$ de l'éq. (30)

Dans les articles [13-15], il est recommandé d'utiliser $n = 3$ pour la meilleure simulation des écoulements cavitants turbulents autour du profil hydraulique, car ils ont obtenu de bonnes comparaisons entre les résultats numériques et les mesures expérimentales avec cette valeur de n .

2.7.5 Résumé sur les modèles de turbulence

Les approches et les modèles de turbulence des écoulements fluides ont été présentés dans cette section. Les modèles de turbulence $k-\epsilon$, Shear Stress Transport (SST), et Scale Adaptive Simulation (SAS) choisis pour être étudiés dans ce projet de recherche, ont été résumés. Ces modèles de turbulence sont largement utilisés dans les simulations CFD des écoulements monophasiques. L'adaptabilité de ces modèles de turbulence à la modélisation multiphasique des écoulements cavitants, surtout pour les cas fortement instationnaires a été étudiée dans ce projet de recherche.

Les modèles de turbulence $k-\epsilon$ et SST sont utilisés pour les cas de cavitation à poches attachées stationnaires. Et les modèles de turbulence $k-\epsilon$ et SAS sont utilisés pour les cas de cavitation à poches attachées/nuageuses instationnaires. La performance de ces modèles de turbulence pour la simulation des écoulements cavitants turbulents dans chaque régime de cavitation différent a été analysée dans ce travail.

CHAPITRE 3 DÉMARCHE DE RECHERCHE

Les différentes phases de la recherche sur la simulation CFD de la cavitation dans ce projet sont résumées dans la Figure 3-1. La première phase s'appelle prétraitement qui est lié à la création des géométries et à la génération des maillages. La deuxième phase est le traitement qui consiste à définir les paramètres de la simulation CFD incluant les conditions aux limites, le type de solveur, le modèle de turbulence, le modèle de cavitation, etc. Cette phase consiste aussi à effectuer un nombre d'itérations requises pour résoudre les équations différentielles régissant l'écoulement jusqu'à l'obtention d'une solution convergée. La troisième phase, le post-traitement, consiste à traiter, visualiser et analyser les données numériques obtenues à partir de la solution convergée.

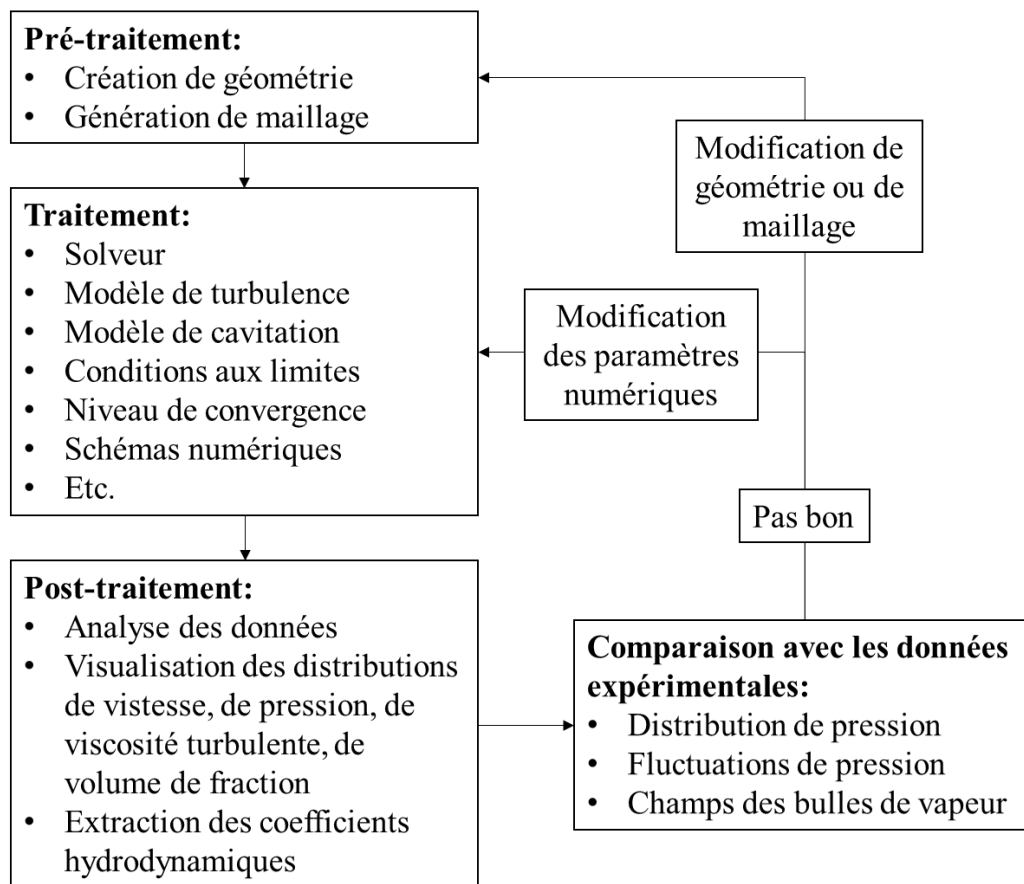


Figure 3-1 Démarche de recherche de la simulation CFD de la cavitation

Après avoir obtenu les résultats convergés de chaque simulation, il faut ensuite lancer la quatrième phase qui consiste à comparer les résultats numériques avec les données

expérimentales afin de valider la méthodologie numérique. Si les résultats numériques ne sont pas bien comparables aux données expérimentales, il faut revenir à la première phase pour ajuster les géométries ou les maillages, ou bien à la deuxième phase pour ajuster les paramètres numériques.

Pour les calculs stationnaires des cas de la cavitation à poches attachées stationnaires, les simulations CFD des écoulements cavitants turbulents ont été réalisées en deux étapes : *simulation monophasique stationnaire* et *simulation diphasique stationnaire* (Figure 3-2). Pour les calculs instationnaires des cas de la cavitation à poches attachées/nuageuses instationnaires, la procédure de calculs est divisée en trois étapes : *simulation monophasique stationnaire*, *simulation diphasique stationnaire* et *simulation diphasique instationnaire* (Figure 3-2). La description de chacune de ces étapes est présentée ci-dessous.

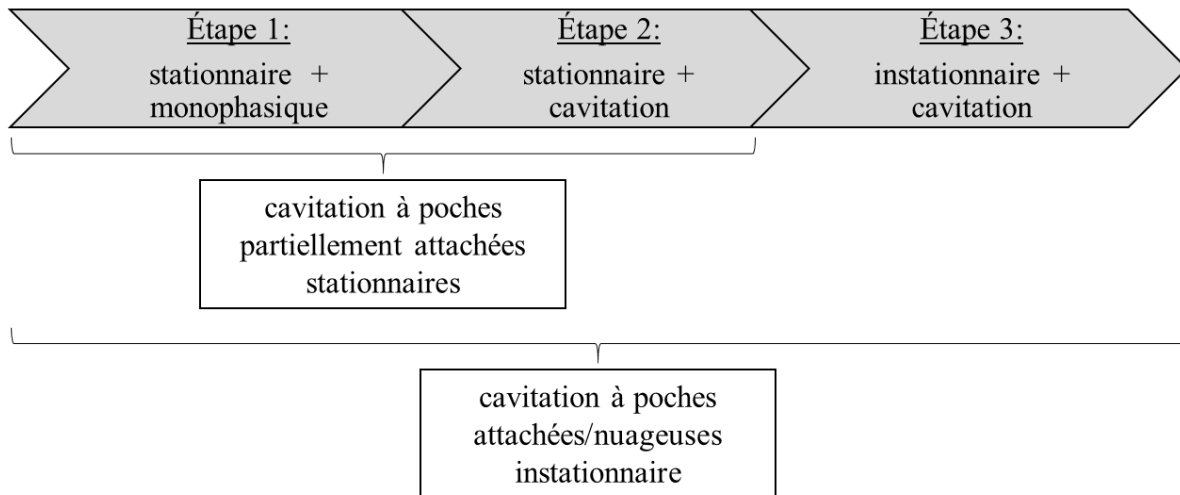


Figure 3-2 Procédure de simulations pour les cas de la cavitation étudiés

Simulation monophasique stationnaire :

La première étape consiste à réaliser un calcul monophasique non-cavitant. Dans cette étape, les équations du transfert de masse entre les phases ne sont pas résolues et le phénomène de cavitation n'est donc pas pris en compte. Une fois que le calcul non-cavitant est convergé, souvent vers une solution stationnaire, les zones de dépression locale sont identifiées. Ces zones sont caractérisées par les valeurs de pression statique très basses, inférieures à la pression de vapeur saturante, et souvent négatives.

Simulation diphasique stationnaire :

Dans la deuxième étape, les simulations des écoulements cavitants sont initialisées en utilisant les résultats convergés du calcul monophasique non-cavitant de la première étape. Les équations de transfert de masse entre les phases liquide et vapeur de la cavitation sont activées. L'algorithme est basé sur un processus itératif couplant les équations de Navier–Stokes et les équations de transfert de masse, mené à la convergence.

Simulation diphasique instationnaire :

Pour les calculs instationnaires des cas de la cavitation à poches attachées/nuageuses instationnaires, la suite des calculs est réalisée à partir des résultats du calcul cavitant stationnaire de la deuxième étape. Cette fois-ci, la résolution des équations RANS instationnaires est activée. Le choix de la valeur du pas de temps est important.

Pour toutes les étapes de calculs présentées ci-dessus, les conditions aux limites ont été gardées les mêmes. Une vitesse constante est imposée à l'entrée de l'écoulement et une pression statique est fixée à la sortie. Plus précisément, cette pression est en fonction du nombre de cavitation à la sortie. Ces valeurs de pression dépendent du cas test choisi et elles sont conformes aux conditions expérimentales. Les conditions aux limites liées aux grandeurs turbulentes sont représentées sous forme d'une intensité turbulente imposée à l'entrée du domaine de calcul, elle vaut 2% dans les cas d'études de ce projet.

Pour pouvoir modéliser les écoulements cavitants turbulents avec une bonne précision, plusieurs facteurs importants sont à considérer. Les facteurs critiques sont comme suit : la fidélité de la reproduction de la géométrie, la qualité du maillage, le solveur adapté à la simulation effectuée, le niveau de convergence, le modèle de turbulence, le modèle représentant le changement de phases dans la cavitation (modèle de cavitation). Tous ces facteurs importants ont été étudiés dans le cadre de ce projet de recherche afin d'assurer la bonne qualité des résultats numériques.

CHAPITRE 4 ARTICLE 1 : INVESTIGATION OF CAVITATION MODELS FOR STEADY AND UNSTEADY CAVITATING FLOW SIMULATION

Tan Dung Tran, Bernd Nennemann, Thi Cong Vu and François Guibault

International Journal of Fluid Machinery and Systems

Vol. 8, No. 4, October-December 2015

Abstract

The objective of this paper is to evaluate the applicability of mass transfer cavitation models and determine appropriate numerical parameters for cavitating flow simulations. CFD simulations were performed for a NACA66 hydrofoil at cavitation numbers of 1.49 and 1.00, corresponding to steady sheet and unsteady sheet/cloud cavitating regimes using the Kubota and Merkle cavitation models. The Merkle model was implemented into CFX by User Fortran code. The Merkle cavitation model is found to give some improvements for cavitating flow simulation results for these cases. Turbulence modeling is also found to have an important contribution to the prediction quality of the simulations. The relationship between the turbulence viscosity modification, in order to take into account the local compressibility at the vapor/liquid interfaces, and the predicted numerical results is clarified. The limitations of current cavitating flow simulation techniques are discussed throughout the paper.

Keywords: Cavitation, CFD, steady, unsteady flow simulation, turbulence, cavitation local compressibility

4.1 Introduction

Cavitation is one of the main contributing factors to pressure fluctuations in hydraulic turbines which lead to noise, vibration and especially solid surface damage, usually called “cavitation erosion”. The focus of this paper is to evaluate different cavitation models which are applicable for the flow simulation of these machines. In order to evaluate the quality of the various existing cavitation models, it is important to study them on geometrically simple cases with well-documented, high-quality measurement data for validation.

The simulations are focused on the cavitating flow around a NACA66 hydrofoil for two different regimes: steady sheet cavitation and unsteady sheet/cloud cavitation which is well-known as one of the most complicated cavitation feature. A systematic study is performed for the influence of different RANS turbulence models, different mesh types, different distances from hydrofoil wall to first mesh node and different mesh expansions around the hydrofoil for different cavitation models. The aim is to predict the pressure fluctuations on the cavitating hydrofoil with a good numerical precision and to understand the influence of different cavitating regimes on the hydrofoil dynamics. The present work is an extension to the results presented in two recent ASME [16] and IAHR [17] conferences. The two transport-based cavitation models studied and presented in this paper are named here as the Kubota model and the Merkle model for simplicity. The Kubota model is the only model available in the CFX solver. The Merkle model is one of the most original cavitation models which is simple, robust and without consideration of thermodynamic effects. Therefore, we utilized the advantages of these isothermal cavitation models for the simulation of water/vapor cavitating flow around the hydrofoil where the thermal effect can be neglected. The Merkle model was implemented into the solver by Fortran programming code. The Kubota model was also implemented by Fortran code for methodology verification purposes.

4.2 State of the Art

Cavitation is a multiphase fluid phenomenon interplaying with the turbulence characteristics of the flow. It can happen in any type of fluid flow, under various forms, and can be both beneficial and destructive in daily life and industry. Due to its damaging effects in different fields such as mechanical, aeronautical, aerospace, chemical, and biomedical engineering, cavitation has attracted many researchers for over a century.

Numerous experimental tests have been carried out for two popular cases: hydrofoils [13, 18, 19] and Venturi sections [20, 21] to understand the physics of the cavitating flows. The characteristics of cavitation have been reported in several books and articles [22-24], describing various forms of cavitation where the unsteady sheet/cloud is one of the most complicated and destructive states for hydraulic machines. One of the earliest standard experimental reports found on this topic was written by Kubota et al. in 1989 [25]. They used Laser Doppler Anemometry (LDA) and high speed camera for measuring the unsteady cloud cavitation. Their results showed

that the flow vorticity is at a maximum at the cloud center, surrounded by many small cavitation bubbles. Different other authors have used also the LDA, high speed camera and Particle Image Velocimetry (PIV) methods for measuring the cavitation dynamics at different regimes, at different operating conditions and on different foil geometries. Recently, Kravtsova et al. [26] presented their observation results on a hydrofoil NACA0015, and a semi-circular plate for studying the factors affecting cavitation inception and cavitation patterns. Their results show that cavitation inception depends on the flow development around the leading edge. And the subsequent cavitating flow pattern depends strongly on the operating conditions. Despite many interesting measurement studies realized on cavitation dynamics, the phenomenon is not yet fully understood due to its complexity related to: laminar/turbulent transition, detached/reattached bubbly flows, shear layers, phase-to-phase interface transfer and vortical structures [24, 27].

Due to the various limitations of measurement techniques, significant efforts have been made to develop accurate numerical methods for cavitating flow simulations in recent years. Examples of recent review articles on this topic can be found in [22, 24, 28, 29]. The selection of an appropriate model for cavitating flow simulation is very delicate. Most models assume the cavitating flow to be homogenous and isothermal. For solving the density of the liquid/vapor mixture in the cavitating flow, two main approaches are utilized: barotropic equation of state and transport equations. In the first approach proposed by Delannoy and Kueny in 1990, the local mixture density (ρ_m) is assumed to depend only on the local pressure: $\rho_m = f(p)$ in the barotropic equation of state [1, 30]. Recent experimental results showed that the vorticity is important in cavitating flow, particularly in the cavity closure region [2]. The production of this vorticity is the consequence of baroclinic torque:

$$\nabla \frac{1}{\rho_m} \times \nabla p \quad (1)$$

If the barotropic equation of state, $\rho_m = f(p)$, is used, the gradients of density and pressure are parallel, which leads to zero baroclinic torque. Hence, this approach is not able to simulate correctly the dynamics of cavitating flows [3].

The second approach has been developed based on transport equations to capture more detailed physical processes of cavitation involving bubble nucleation, growth, collapse, breakup, coalescence, and turbulent dispersion. In order to solve the local mixture density, a new transport

equation is added into the transport equation system. To regulate the mass transfer between the liquid and vapor phases, various mathematical sources/sink terms representing the cavitation processes have been proposed [4, 6, 7]. The limitation of recent models in this approach is that no consideration is given to the slip at the interface between liquid and vapor phases.

In 1992, Kubota et al. [4] solved the Rayleigh-Plesset equation coupled with the RANS equations and with an assumed bubble radius for finding the local void fraction. Their proposed cavitation model is utilized nowadays in different CFD solvers. Later on, various authors have modified the source/sink cavitation terms from this model into different versions. To distinguish these different source/sink terms, each modified version is called a cavitation model followed by the name of the author who made the modification; for example, Kubota model, Merkle model, Kunz model, Singhal model, Senocak and Shyy model, etc. More than ten similar cavitation models can be found in different articles and reviews [29, 31]. But, very few studies on the comparison of these different cavitation models have been found, especially for the complicated regimes of cavitation such as: unsteady sheet/cloud cavitation or unsteady cloud cavitation. Merkle et al. in 1998 [5] and Kunz et al. in 2000 [7] introduced their model of source/sink cavitation terms corresponding to the evaporation and condensation processes for the cavity bubbles. They used an artificial compressibility method and a special preconditioning formulation for solving the Navier-Stokes transport equations with a RANS turbulence model. In 2002, Singhal et al. [6] presented their cavitation model called the "full-cavitation model" based on the rate of phase-change derived from a reduced form of the Rayleigh-Plesset equation for bubble dynamics and local flow conditions. This model is good for steady sheet or partial sheet cavitation cases, but for unsteady sheet/cloud cavitation cases, it has shown some difficulties in numerical convergence [15]. In 2003, Saito et al. [32] presented their cavitation model with consideration of thermal dynamic effects on the source/sink cavitation terms. The turbulent eddy viscosity was modified based on the Baldwin-Lomax model with the Degani-Schiff modification for solving the Navier-Stokes transport equations for the cavitating flow around a hydrofoil. They showed some very interesting results. Moreover, a few other authors have presented also cavitation models similar to those presented above but without thorough explanation of their modification [29, 31, 33]. Senocak and Shyy [8] presented the interface dynamics-based cavitation model. This model allows interpreting directly the empirical parameters in different existing cavitation models. This is an interesting idea, but this model currently only works for steady state simulations of

cavitating flow. Young et al. [34] recently presented their work on the evaluation of cavitation models for the purposes of applying cavitating flow simulation for naval machines and fluid-structure interaction due to cavitation phenomenon. They have tested three cavitation models with some promising results. However, they have faced difficulties in numerical convergence for the highly unsteady sheet/cloud cavitation regime.

Recently, a new four-equation cavitation model with consideration of thermodynamic effects has been presented by Goncalves et al. [35-37]. Their results showed that the new model performed well for sheet cavitation cases. For the strongly unsteady self-oscillating cavitation cases such as in transient sheet/cloud regime, the simulation results gave some promising results that could still be improved for precision and stability. This type of model requires more computational resources than other isothermal models.

In cavitating flow simulations, turbulence modeling is an important aspect due to the unstable nature of cavitation and the interaction between cavities and turbulent flow eddies. RANS turbulence models have been used to simulate various industrial fluid machines for years because of their good performance in giving acceptable simulation results within a reasonable computational time. For cavitating flow simulations, recent CFD studies showed that these turbulence models would need some modifications in the turbulent eddy viscosity [12, 36, 38]. There are several different RANS turbulence models for different utilities. However, few studies on the comparison of these different turbulence models for cavitation simulation have been found. Therefore, a systematic research on this topic is necessary. Recently, Large Eddy Simulation (LES) has been studied for unsteady cavitation simulations by a few researchers [39-41]. Some promising results have been obtained for some geometrically simplified cases. However, this method requires huge computational resources and it is not yet applicable industrially for CFD simulations.

4.3 Numerical Models

4.3.1 Conservation of Mass and Momentum

The steady Reynolds-averaged Navier–Stokes equations (RANS) are used to model the steady sheet cavitation case; and the unsteady RANS (URANS) equations are used to model the unsteady sheet/cloud cavitating regime case studied here. These conservation equations, for a

Newtonian fluid without body forces and heat transfer, are presented below along with the mass transfer equation [10]:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho_m u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu_m + \mu_T) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \right] \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho_l \alpha_l)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_l \alpha_l u_j)}{\partial x_j} = \dot{m}^- - \dot{m}^+ \quad (4)$$

$$\rho_m = \rho_l \alpha_l + \rho_v \alpha_v \quad (5)$$

$$\mu_m = \mu_l \alpha_l + \mu_v \alpha_v \quad (6)$$

where ρ_m is the mixture density, ρ_l is the liquid density, ρ_v is the vapor density, α_v is the vapor fraction, α_l is the liquid fraction, u is the velocity, p is the pressure, μ_m is the mixture laminar viscosity, μ_l and μ_v are, respectively, the liquid and vapor dynamic viscosities, and μ_T is the turbulent viscosity. The subscripts (i, j, and k) denote the directions of the Cartesian coordinates. The source term \dot{m}^+ and the sink term \dot{m}^- represent the interphase mass transfer rates per unit volume for the condensation and evaporation processes, respectively.

4.3.2 Kubota Model

The Kubota cavitation model is sometimes called Zwart-Gerber-Belamri model or Rayleigh Plesset model. The Kubota model assumes a constant nuclei density in the fluid domain [4]. The growth and collapse of the bubble clusters are governed by the simplified Rayleigh-Plesset equation for single-bubble dynamics [42]. The cavitation process is governed by the mass transfer equation given in eq. (6), and the source and sink terms are defined as follows:

$$\dot{m}^- = C_{k_dest} \frac{3\alpha_{nuc}(1 - \alpha_v)\rho_v}{R_B} \left(\frac{2}{3} \frac{p_v - p}{\rho_l} \right)^{1/2}, p < p_v \quad (7)$$

$$\dot{m}^+ = C_{k_prod} \frac{3\alpha_v \rho_v}{R_B} \left(\frac{2}{3} \frac{p - p_v}{\rho_l} \right)^{1/2}, p > p_v \quad (8)$$

where α_{nuc} is the nucleation volume fraction, R_B is the bubble diameter, p_v is the saturated liquid vapor pressure, and p is the local fluid pressure. C_{k_dest} is the rate constant for vapor generated from liquid in regions where the local pressure is less than the vaporization pressure. Conversely, C_{k_prod} is the rate constant for reconversion of vapor back into liquid in regions where the local pressure exceeds the vaporization pressure. As shown in eq. (1) and (8), both the evaporation and condensation terms are assumed to be proportional to the square root of the difference between the local pressure and vapor pressure because the Kubota model was derived by assuming that the bubble dynamics are governed by the simplified Rayleigh-Plesset equation [42]. In this work, the assumed values for the model constants are $\alpha_{nuc} = 5 \times 10^{-4}$, $R_B = 1 \times 10^{-6}$ m, $C_{k_dest} = 50$, and $C_{k_prod} = 0.01$, which are the default values in CFX [43] and are used because of their claimed general applicability.

4.3.3 Merkle Model

The Merkle cavitation model is sometimes called Kunz et al. model. A few researchers have adopted the Merkle model proposed by [5] (e.g., see [8, 44]), which has been presented in both the volume fraction form and the mass fraction form. It was derived primarily based on dimensional arguments for large-bubble clusters instead of individual bubbles. Consequently, the source and sink terms for the Merkle model shown in eq. (19) are directly related to the pressure difference, $p - p_v$, instead of the square root of the pressure difference as in the Kubota model:

$$\dot{m}^- = - \frac{C_{m_dest} \rho_l \rho_l MIN(p - p_v, 0) (1 - \alpha_v)}{(0.5 \rho_l U_\infty^2) \rho_v t_\infty}, p < p_v \quad (9)$$

$$\dot{m}^+ = \frac{C_{m_prod} \rho_l MAX(p - p_v, 0) \alpha_v}{(0.5 \rho_l U_\infty^2) t_\infty}, p > p_v \quad (10)$$

In this work, the empirical factors are set to be $C_{m_dest} = 1$ and $C_{m_prod} = 80$, which follows the constants used by Senocak and Shyy [8] for cavitating flow simulation. The mean flow time scale is defined as $t_\infty = c/U_\infty$ [3, 8] where c is the hydrofoil cord, U_∞ is equal to the inlet velocity.

As part of this work, the Merkle model is implemented in CFX by Fortran programming code. The Kubota model is also implemented by Fortran code and its results are compared to the default model results in order to verify our implementation methodology.

4.3.4 Turbulence Models and Turbulence Viscosity Modification

The numerical simulations presented in this paper are performed using the commercial CFD code, CFX, to solve the RANS equations. The k- ϵ and the SST (Shear Stress Transport) turbulence models are used for the cases of steady sheet cavitation and the k- ϵ and the SAS-SST turbulence models are used for the cases of unsteady sheet/cloud cavitation. In theory, the SST combines the advantages of the original k- ϵ and k- ω models by using the k- ω model near the wall, and the k- ϵ model away from the wall. The SAS-SST turbulence model basically gives the same advantages as the SST turbulence model, but the SAS-SST was designed for unsteady flow simulations. The SAS-SST turbulence model is sometimes called simply SAS turbulence model [43]. But, for this cavitation problem, it is important to test the applicability of these popular turbulence models.

It should be noted that the original RANS models were developed for fully incompressible single-phase flows and were not intended for flow problems involving compressible multiphase mixtures. To improve numerical simulations by taking into account the influence of the local compressibility effect of two-phase mixtures on turbulent closure models, Coutier-Delgosha [12] proposed to reduce the mixture turbulent viscosity of fluid at vapor/liquid interfaces based on the local vapor volume fraction α_v by substituting μ_T in eq. (5) with μ_{T_mod} :

$$f(n) = \frac{\rho_v + (1 - \alpha_v)^n(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v + (1 - \alpha_v)(\rho_l - \rho_v)}, \mu_{T_mod} = \mu_t f(n) \quad (11)$$

The variation of the modified effective density, $\rho_{mf}(n)$, with the vapor volume fraction, α_v , for different values of n is shown in Figure 4-1.

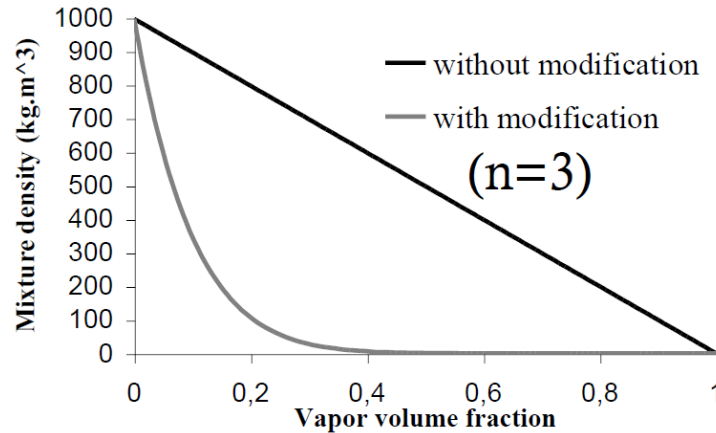


Figure 4-1 Local compressibility modification of the mixture density according to eq. (30)

In [13-15], it is recommended to use $n = 3$ for the better simulation of dynamic cavitating flow around a hydrofoil, because they obtained favorable agreement between numerical and experimental results for this value.

4.4 Experimental Setup and Description

To validate the numerical simulation results, they are compared with experimental results of the NACA 66 hydrofoil conducted in the cavitation tunnel at the Research Institute of the French Naval Academy (Figure 4-2). The test section has a cross-sectional area of 0.192 m^2 and length of 1 m. The inflow velocity ranges between 3 m/s and 15 m/s, and the pressure in the test section ranges between 30 mbar and 3 bars. The tunnel inflow turbulence intensity, defined as $V_{\infty\text{rms}}/V_{\infty}$ at the inlet of the test section, is about 2%. The foil has a uniform cross-section with a NACA 66 thickness distribution with a maximum thickness-to-chord ratio of 12%, and a NACA $a = 0.8$ camber distribution with a maximum camber-to-chord ratio of 2%. The chord length is $c = 0.15$ m and the span length is $s = 0.191$ m. The hydrofoil is made of stainless steel, and behaved like a 2D rigid hydrofoil even though it was mounted using a cantilevered setup with a small gap (1 mm) between the free end of the hydrofoil and the test section wall. Therefore, the possible tip-vortex cavitation caused by the small gap between the hydrofoil end and the wall could not have significant influence on the mid-span section.

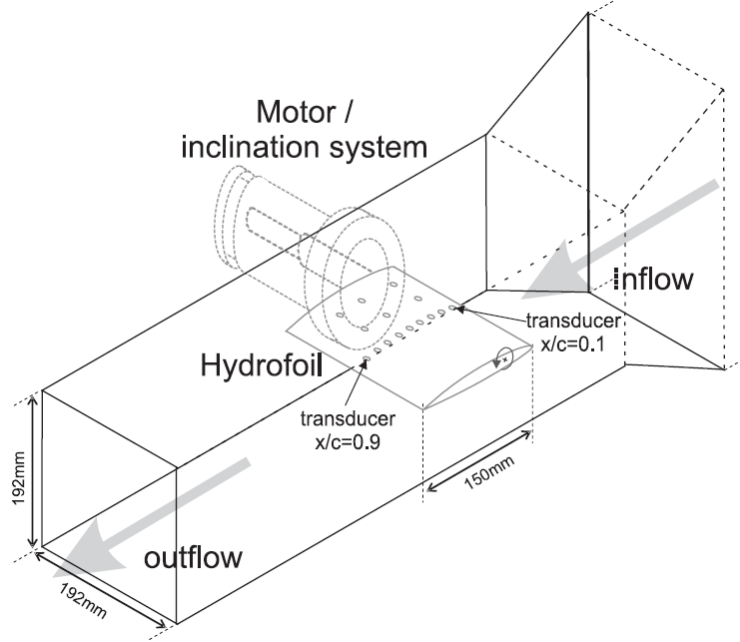


Figure 4-2 Hydrofoil instrumentation and tunnel test section [45]

Pressure measurements were carried out using seventeen flush-mounted piezo-resistive transducers with a maximum pressure of 10 bars. The transducers locations were aligned along the chord on the suction side of the hydrofoil at mid-span, starting from the foil leading edge at a reduced coordinate of $x/c = 0.1$ to the trailing edge at $x/c = 0.9$, with increments of $0.1 c$. Lift and drag were measured using a resistive gauge hydrodynamic balance with a range up to 1500 N in lift and 150 N in drag. Readers should refer to [18, 46] for additional details about the rigid hydrofoil experimental setup and results. The experimental results presented in this paper are taken from [18] for cases with steady sheet cavitation and from [46] for cases with unsteady sheet/cloud cavitation.

4.5 Numerical Setup and Description

To demonstrate and validate the numerical model, results are shown for the rigid rectangular NACA 66 hydrofoil described above. All results shown in this paper correspond to the hydrofoil at $\alpha = 6^\circ$ angle of attack and subject to a nominal free stream velocity of $V_\infty = 5 \text{ m/s}$, which yields a moderate-to-high Reynolds number of $Re = V_\infty c / \nu_l = 0.75 \times 10^6$.

The density and dynamic viscosities of the liquid are taken to be $\rho_l = 997.1 \text{ kg/m}^3$ and $\mu_l = \rho_l \nu_l = 0.890 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, respectively, which correspond to fresh water at 25°C . The vapor density is

$\rho_v = 0.02308 \text{ kg/m}^3$ and the vapor viscosity is $\mu_v = 9.8626 \times 10^{-6} \text{ Pa}\cdot\text{s}$. The vapor pressure of water at 25°C is $p_v = 3169 \text{ Pa}$.

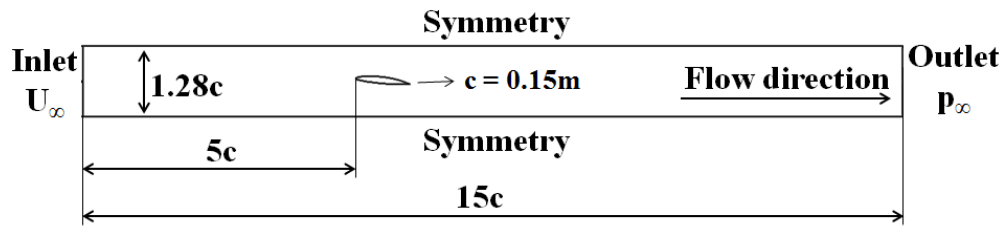


Figure 4-3 Fluid domain and boundary conditions

Based on the experimental observations of cavitating flow over the 3D rectangular hydrofoil [47], the flow is found to be approximately uniform over 80 to 90% of the foil in the spanwise direction. Hence, for computational efficiency, a 2D analysis is applied in this work. The 2D fluid domain is shown in Figure 4-3, which corresponds to the height of the experimental test section. The computational domain has an extent of about $5c$ upstream and $10c$ downstream of the foil to simulate near-infinite boundary conditions at the inlet and outlet. Although the boundary layer growth may affect the flow at the foil and the turbulence intensity may change to a different extend if the inlet is too far, the inlet cannot be set at the same distance upstream as the experiment because the exact parabolic velocity profile cannot be found in the experimental papers. A no-slip boundary condition is imposed on the hydrofoil surface. Symmetry conditions are imposed on the top and bottom boundaries of the tunnel because our tested simulations with the symmetry conditions and the wall conditions on these boundaries gave the same results for this case. Moreover, the use of the symmetry conditions allows to not concentrate the mesh near the top and the bottom; this helps to optimize the mesh and the simulation time. The inlet velocity is set to be $V_\infty = 5 \text{ m/s}$ and the outlet pressure is set to vary according to the cavitation number, defined as $\sigma = (p_\infty - p_v) / (0.5 \rho_l V_\infty^2)$, where p_∞ is the tunnel pressure. This p_∞ is used to set the pressure outlet boundary condition. A constant turbulent intensity of 2% is set at the inlet boundary and is equal to the experimentally measured turbulent intensity.

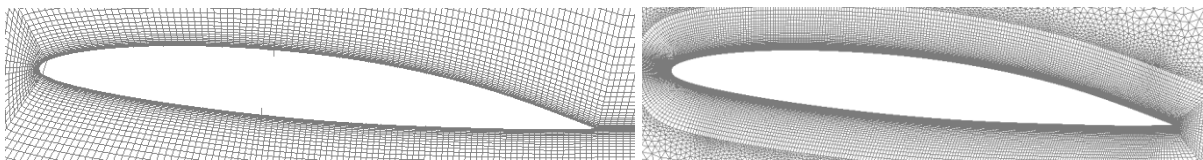


Figure 4-4 Fluid mesh details (structured mesh: left, hybrid mesh: right)

All cavitating runs have been initialized with a fully wetted simulation or non-cavitating simulation to avoid any vapor fraction. The tunnel outlet pressure is then decreased progressively until the particular cavitation number is reached. Various fully structured meshes were generated using ICEM, corresponding to various values of y^+ where $y^+ = yu_\tau/\nu_1$, y is the thickness of the first cell from the foil surface, and u_τ is the wall frictional velocity. The results from mesh independence tests for various values of y^+ and various mesh expansion factors around the hydrofoil are presented in section 4.6. Hybrid meshes generated by an in-house mesh generator are composed of 70 000 nodes with 50 structured nodes across the foil boundary layer, which is selected to ensure $y^+ = 1$. In the hybrid meshes, the regions outside the boundary layer have been discretized with unstructured triangular elements. Mesh refinements are performed at the foil leading edge, trailing edge, and in the wake region (Figure 4-4). The spatial derivatives are computed using a second-order upwind scheme.

4.6 Numerical Results and Analysis

There are two test cases: steady sheet cavitation and unsteady sheet/cloud cavitation that are used to perform CFD multiphase cavitation simulations. The first case study is for the cavitation number 1.49 and the second one is for the cavitation number 1.00.

4.6.1 Steady Sheet Cavitation

In this part, the steady sheet flow cavitation is studied to understand the influence of different factors: mesh density, mesh type, turbulence model, cavitation model, and turbulence viscosity. The predicted surface pressure coefficients from numerical simulations, $C_P = (P - P_\infty)/(0.5\rho V_\infty^2)$, will be compared with the measured values for each set of studied numerical factors.

4.6.1.1 Mesh Analysis

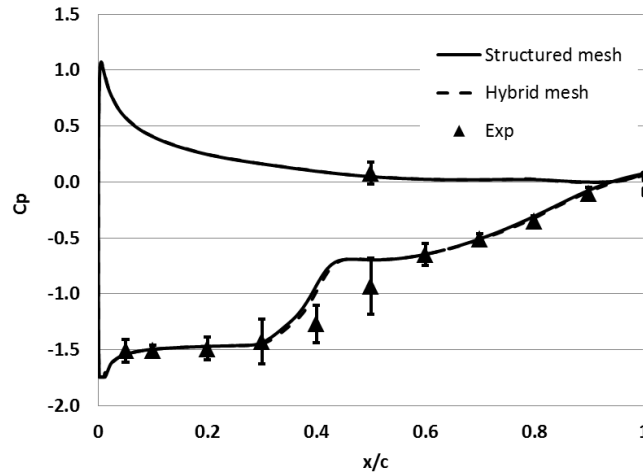


Figure 4-5 Comparisons of the measured versus predicted pressure coefficients obtained using different types of mesh with $y^+ = 1$, Kubota cavitation model, k- ϵ turbulence model, no turbulence viscosity modification

The structured and hybrid types of mesh are studied using Kubota cavitation model and the k- ϵ turbulence model, without turbulence viscosity modification (Figure 4-5). The two types of mesh give the same numerical results for the surface pressure coefficients on the hydrofoil. This result proves the good applicability of hybrid meshes for cavitating flow simulation, especially for complicated geometries where it is easier to generate hybrid meshes with different mesh concentration zones. But, for the simple geometry case of this study, the structured meshes can be easily generated. Therefore, the fully structured meshes will be applied for subsequent simulation results presented in this paper.

In order to understand the influence of mesh density around the hydrofoil on cavitating flow simulation results, the mesh expansion factor and the non-dimensional wall distance (y^+) were selected to be studied with different values as follows: ratio = 1.05 ($y^+ = 0.5$, $y^+ = 1$, $y^+ = 30$), ratio = 1.1 ($y^+ = 0.5$, $y^+ = 1$, $y^+ = 30$), ratio = 1.2 ($y^+ = 0.5$, $y^+ = 1$, $y^+ = 30$), using structured mesh type, Kubota cavitation model and the k- ϵ turbulence model, without turbulence viscosity modification. No significant difference on the numerical surface pressure distribution was found. One of the results is shown in the Figure 4-5 (structured mesh curve).

4.6.1.2 Effect of Turbulence Model

The influence of different turbulence models k- ϵ and SST is studied for the Kubota cavitation model and the Merkle cavitation model, using a structured mesh with $y^+ = 1$, without turbulence viscosity modification (Figure 4-6).

The predicted surface pressure coefficients, $C_p = (P - P_\infty)/(0.5\rho V_\infty^2)$, are shown along with the measured values.

For the Kubota cavitation model presented on the left hand side of Figure 4-6, the numerical simulation results of both turbulence models are able to fall within the error bars for nine out of ten pressure points studied on the upper part of the foil. The only exception is at the point $x/c = 0.4$ inside the closure region of the cavitation region. In this region, the flow turbulence is stronger than elsewhere, as observed through the figures of turbulent kinetic energy (Table 4-1). The comparison of different turbulence models in Figure 4-6 shows that the predicted numerical results around this region can be improved by a turbulence model more suitable to cavitating flow. For this case, the k- ϵ model has given numerical results closer to experimental data around the cavitation closure regions than the SST turbulence model.

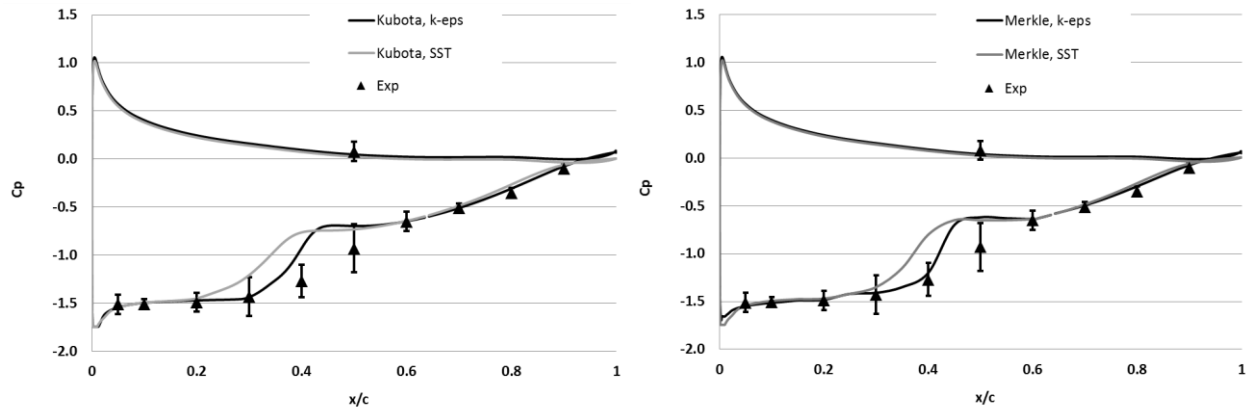


Figure 4-6 Comparisons of measured versus predicted pressure coefficients obtained for different turbulence models with Kubota cavitation model (left) and Merkle cavitation model (right), no turbulence viscosity modification

For the Merkle cavitation model presented on the right hand side of Figure 4-6, the numerical simulation results using the SST model are able to fall within the error bars of eight out of ten pressure points studied on the upper part of the foil, except at the point $x/c = 0.4$ and $x/c = 0.5$

inside the closure region of cavitation bubbles. The numerical simulation results of the k- ϵ model fall within the error bars for nine out of ten pressure points studied on the upper part of the foil. In fact, the predicted values for these nine points are quite close to the center of the value range measured and indicated by the error bars. The exception is at the point $x/c = 0.5$ inside the closure region of the cavitation region, but the numerical result is close to the error bar of the experimental result.

4.6.1.3 Effect of Cavitation Model

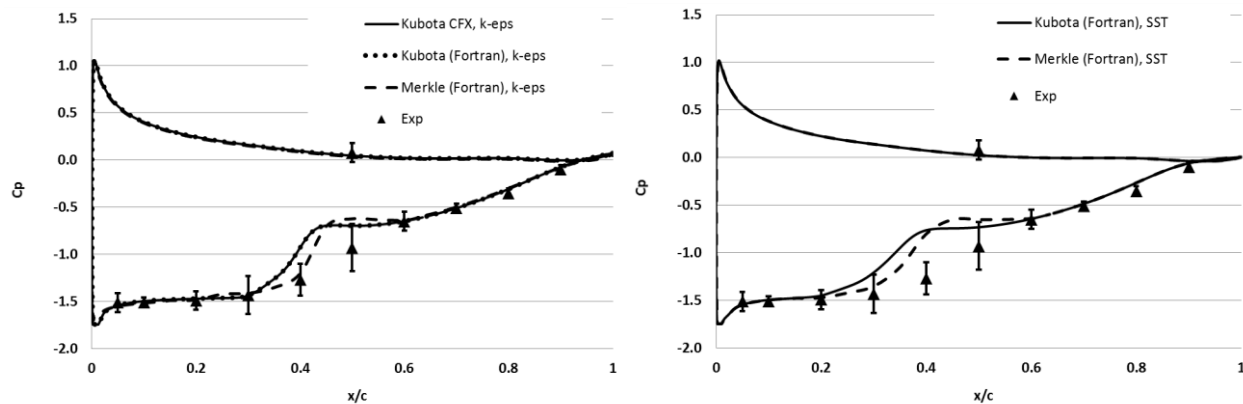


Figure 4-7 Comparisons of measured versus predicted pressure coefficients obtained for different cavitation models using k- ϵ turbulence model (left) and SST turbulence model (right), no turbulence viscosity modification

For the k- ϵ turbulence model, different cavitation models, the default CFX Kubota cavitation model, the Kubota cavitation model coded by User Fortran, and the Merkle cavitation model coded by User Fortran are studied without turbulence viscosity modification. As shown on the left hand side of Figure 4-7, for the surface pressure coefficient distribution on the hydrofoil, the Kubota model coded by User Fortran gave the same results as the default CFX Kubota cavitation model. This result verifies our implementation methodology for cavitation models in the solver CFX. In comparison to the Kubota model, the Merkle cavitation model has shown numerical results slightly closer to the experimental data in the region around the pressure point $x/c = 0.4$. In contrast, the Merkle result at the pressure point $x/c = 0.5$ is a bit farther from the experimental data than the Kubota result. For the rest of the surface pressure coefficient distribution, both cavitation models gave exactly the same results.

For the SST turbulence model, the Kubota and Merkle cavitation model results are presented on the right hand side of Figure 4-7. Both cavitation models are able to give numerical results reaching nine out of ten uncertainty bars of the experimental data. The Merkle curve is a bit closer to the experimental curve at $x/c = 0.4$, in contrast, a bit farther from the experimental curve at the region around $x/c = 0.5$.

The question arises, why does the Merkle model give slightly better results than the Kubota model? First of all, the numerical prediction quality of cavitation closure regions depends on the condensation term representing the collapse process of the cavitation phenomenon. Looking back at the mathematical formulas of the cavitation models, the condensation term of the Merkle model is proportional to the pressure difference, $p - p_v$, instead of the square root of the pressure difference as in the Kubota model. This is the main difference of the two cavitation models. However, why a cavitation model directly proportional to the pressure difference gives slightly better results than a cavitation model proportional to the square root of the pressure difference for this case study? This relationship between the improvements given by the Merkle model and its mathematical formulas is still unknown.

4.6.1.4 Turbulent Viscosity Modification

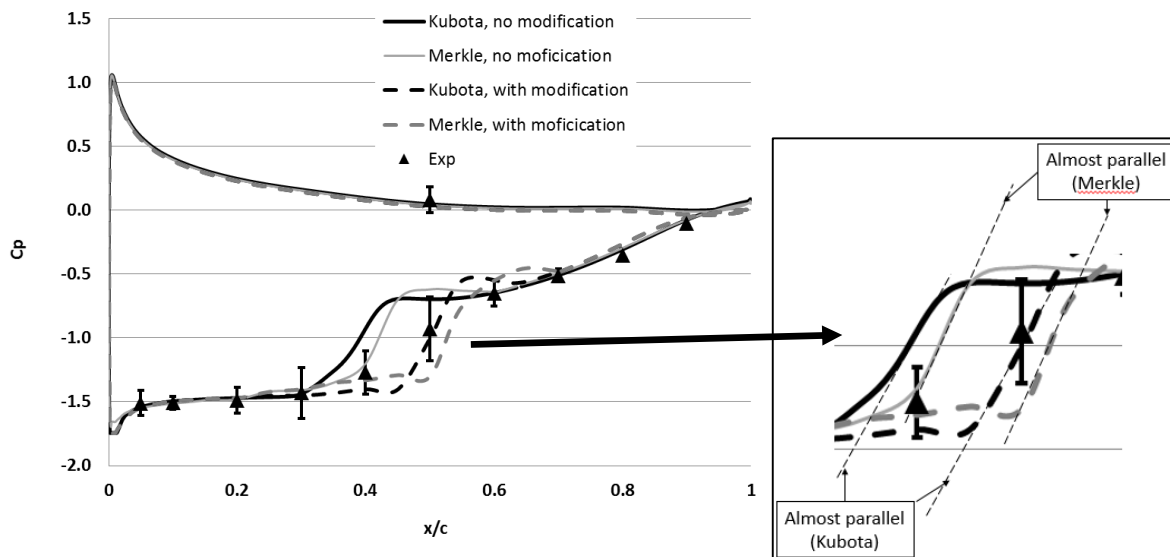


Figure 4-8 Comparisons of the measured versus predicted pressure coefficients with and without turbulence viscosity modification, different cavitation models, k- ϵ turbulence model

The effect of turbulent viscosity modification for each cavitation model is studied in order to understand the influence of local compressibility at the vapor/liquid interfaces on the numerical simulation results. The cases with and without turbulence viscosity modification are compared using Kubota and Merkle cavitation models, structured mesh $y^+ = 1$ and k- ϵ turbulence model (Figure 4-8). The predicted surface pressure coefficients, $C_p = (P - P_\infty)/(0.5\rho V_\infty^2)$, are shown along with the measured values. In comparison to the case without turbulence viscosity modification, the modification of turbulence viscosity shows that the numerical pressure coefficient distribution is closer to the experimental data for the pressure points around $x/c = 0.4$ and $x/c = 0.5$. However, for the pressure points around $x/c = 0.6$, the modification of turbulence viscosity made the predicted pressure coefficients a bit farther from the experimental data. This means that the indirect way of considering the cavitation compressibility by modifying the turbulence viscosity recommended by Coutier-Delgosha [12] has shown good performance for this case study. This method of reducing the turbulence viscosity at the vapor/liquid interfaces helps to slow the numerical collapse process down. Therefore, the predicted cavitation region is longer, which makes the numerical pressure coefficients around the closure region fit better the experimental data.

On the right hand side of Figure 4-8, there is a zoom of the regions where the numerical results are affected by the modification of the turbulence viscosity. The change in surface pressure coefficients inside this region is found to be shifted towards the hydrofoil trailing edge, and in parallel to the original curves for each cavitation model. This finding helps understand clearly the effect of the technique of turbulent viscosity modification based on the mixture density at the vapor/liquid interfaces on the predicted surface pressure coefficients, as described above.

Table 4-1 Comparison of the vapor fraction and turbulence kinetic energy contours with and without turbulence viscosity modification, for two different cavitation models, k- ϵ turbulence model; volume fraction: black (pure water), white (pure vapor); turbulent kinetic energy: black (highest value), white (lowest value)


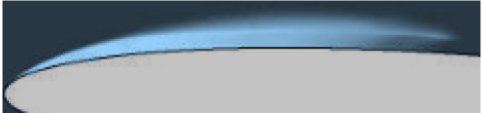



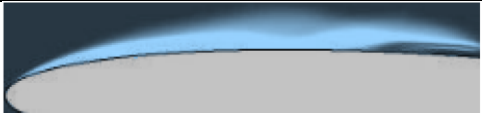
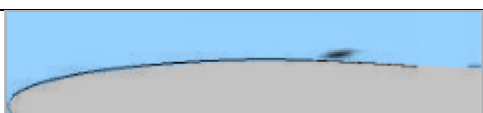

	Kubota model	Merkle model
No modification Volume fraction		
No modification Turbulent kinetic energy		
With modification Volume fraction		
With modification Turbulent kinetic energy		

Table 4-1 shows the predicted vapor volume fraction and turbulent kinetic energy obtained using the Kubota and the Merkle cavitation models, with and without turbulent viscosity modification. The vapor fraction contours for the two different cavitation models with and without turbulent viscosity modification are, respectively, shown in the first and third rows in Table 4-1; the black color corresponds to pure water, whereas the white color corresponds to pure vapor. The corresponding turbulent kinetic energy contours are shown in the second and fourth rows in Table 4-1, where the lowest turbulent kinetic energy is shown in white, and the highest turbulent kinetic energy is shown in black.

For the cases without turbulent viscosity modification, the two cavitation models yield different levels of turbulent kinetic energy in the cavitation regions and at the cavitation closure region, which in turn modified the vapor volume fraction and cavitation shape, as shown in the first two rows of Table 4-1. The Merkle model has a lower level of turbulent kinetic energy in the cavitation region, which leads to a longer sheet cavity.

For the cases with turbulent viscosity modification, the results for the two models in the bottom two rows of Table 4-1 show a general decrease in the turbulent kinetic energy in the vapor region, compared to the cases without turbulent viscosity modification. The results show that the

mixture density-based correction to the turbulent viscosity at the vapor/liquid interfaces has different degrees of impact on the two cavitation models. The Merkle model predicts similar cavity lengths for the cases with and without the turbulence viscosity modification. The Kubota model shows a significant increase in cavity length at the cavity trailing edge with the modification. The dynamics of the predicted cavitation regions are well correlated to the performance of the predicted pressure coefficients on the hydrofoil presented in Figure 4-8. This finding also shows that the turbulent viscosity is over-predicted by the original turbulence models without turbulent viscosity modification tested in this study for cavitating flow simulations and it should be modified by a turbulent viscosity modification technique like the method presented in this paper.

4.6.2 Unsteady Sheet/Cloud Cavitation

4.6.2.1 Prediction of Pressure Fluctuations

To evaluate the prediction quality of the two different cavitation models for unsteady sheet/cloud cavitation, results are shown for the case with $\sigma = 1.00$, $Re = 750\,000$ and $\alpha = 6^\circ$.

For the timestep selection, in the theory of unsteady flow simulation, it is recommended to choose a timestep corresponding to an average CFL number around 1. As $CFL = U_\infty \Delta t / \Delta x$, so for this case study, the timestep should be around 1×10^{-4} to correspond to a CFL of 1. This timestep was tested several times for this case, but the simulations did not converge, firstly due to the high unsteadiness of the unsteady sheet/cloud cavitation regime, and secondly due to the interaction between the User Fortran programming code and the solver, CFX. Therefore, the timestep had to be increased until the simulations converged. In order to obtain the highest possible precision, the smallest usable timestep for this case was found to be about $\Delta t = 1 \times 10^{-2}$ s, corresponding to the CFL number around 100. This issue can also occur for other highly unsteady flow simulations in different fields, for example, fluid/structure interaction simulation. This important point would need more research in numerical algorithms for improving the numerical convergence in the future.

Based on available experimental data presented in [46], an analysis of hydrofoil suction side load can be calculated by summing the product of the pressure coefficients with length elements along the surface, which was calculated as follows in the experimental study:

$$C_l^+(t) = \sum_{i=1}^{10} C_p\left(\frac{x_i}{c}, t\right) \Delta\left(\frac{x_i}{c}\right) \quad (12)$$

where $C_p(x_i/c, t)$ is the pressure coefficient at location x_i/c and $\Delta(x_i/c) = 0.1$ is the non-dimensional distance between two consecutive pressure transducers. For comparison purposes, the same procedure is applied to the CFD results. It should be noted that since the flow is mostly attached along the pressure side, the changes to the total lift coefficient should be affected mainly by the suction side dynamics, which is represented by the suction side lift coefficient.

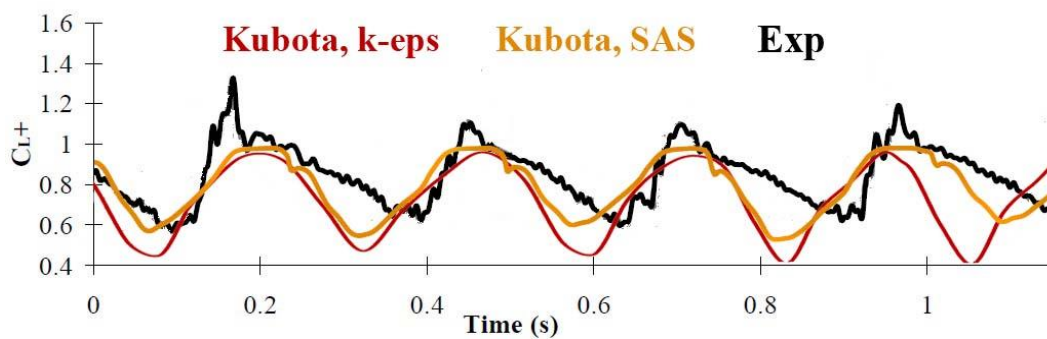


Figure 4-9 Comparisons of the measured and the predicted suction side lift coefficients obtained using Kubota cavitation model, with k-ε and SAS-SST turbulence models

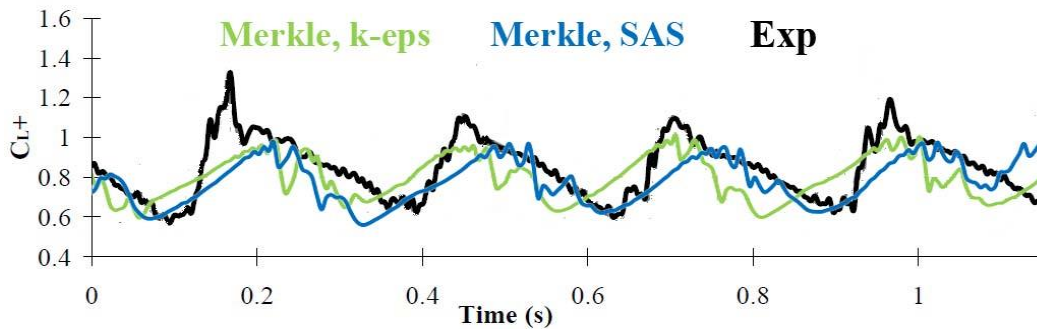


Figure 4-10 Comparisons of the measured and the predicted suction side lift coefficients obtained using Merkle cavitation model, with k-ε and SAS-SST turbulence models

Comparisons of the predicted and measured suction side lift coefficients are shown in Figure 4-9 for Kubota cavitation model and in Figure 4-10 for Merkle cavitation model with k-ε and SAS-

SST turbulence models. A fair comparison is observed between the experimental measurements and numerical predictions obtained with both the Kubota and the Merkle cavitation models.

For both cavitation models, the cycle of the lift fluctuations has been predicted quite well. However, the mean values of the lift coefficient amplitudes are not well predicted by any cavitation model tested. For the mean values of the coefficients, the values from the two cavitation models are lower than experimental data by around 0.1 to 0.2 units of lift coefficient. The Merkle cavitation model curve shows more dynamic behavior similar to the experimental curve than the Kubota one.

For the cases with Kubota cavitation model, in comparison with the $k-\epsilon$ turbulence model, the SAS-SST model is found to show slightly more dynamic behavior of the sheet/cloud cavitation. The simulations with the SAS-SST turbulence model predict the frequency of the lift fluctuations on the hydrofoil closer to the experimental data than with the $k-\epsilon$ turbulence model (Table 4-2). Moreover, the curve of SAS-SST model predicts the minimum value of the lift fluctuations on the hydrofoil slightly closer to the experimental data than the $k-\epsilon$ model one, as seen in Figure 4-9.

For the cases with the Merkle cavitation model, the simulations with the SAS-SST turbulence model predict the frequency of the lift fluctuations on the hydrofoil slightly closer to the experimental data than with the $k-\epsilon$ turbulence model (Table 4-2). The mean value, maximum value and minimum value predicted by the two turbulence models are almost the same. The maximum value of the lift fluctuations are not well predicted by any turbulence model tested.

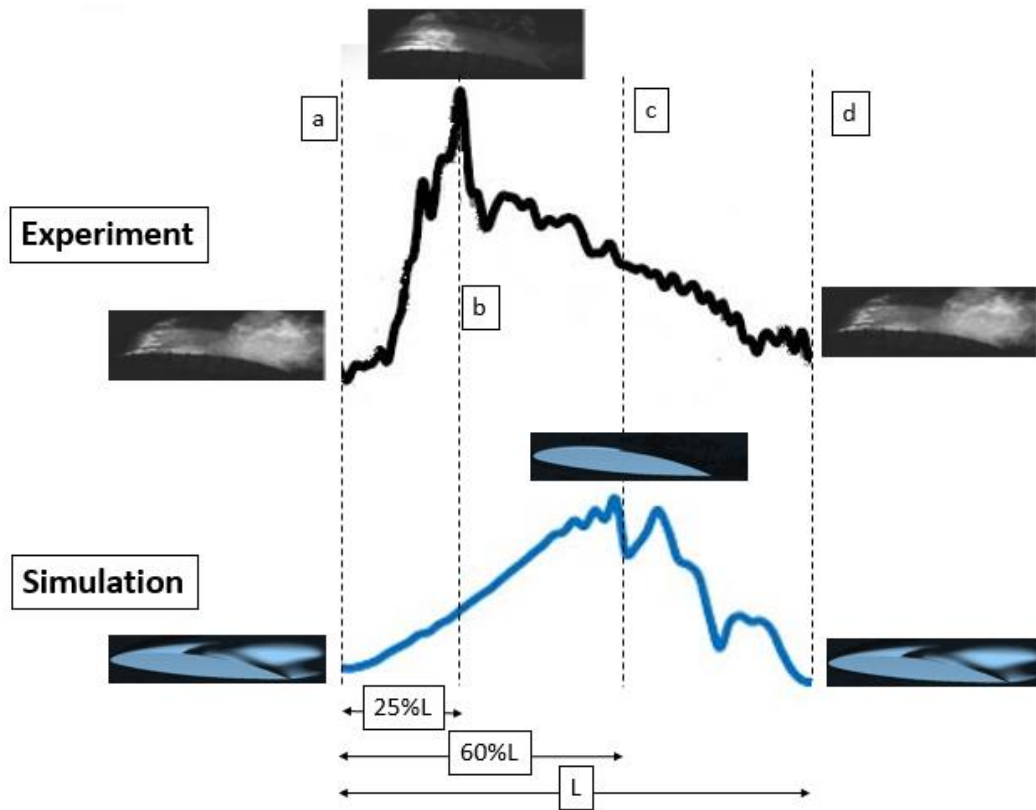


Figure 4-11 Comparisons of the measured and the predicted suction side lift coefficients obtained for one cavitation shedding cycle

Figure 4-11 presents a zoom for the measured and predicted lift coefficients obtained for one cavitation shedding cycle. Physically, the larger cavitation bubbles are, the lower the lift coefficient generated on the hydrofoil is. This physical phenomenon is also found by the numerical simulations. However, the peak of the predicted lift fluctuations is found at around 60% of the cavitation shedding cycle, which is different from the experimental observation, at around 25% of the cavitation shedding cycle. This means that the numerical evaporation process should be longer and the numerical collapse should be shorter.

The accuracy of the two tested cavitation models for predicting the lift coefficient fluctuations of this complex sheet/cloud cavitation simulation is still insufficient for predicting the pressure fluctuations on the hydrofoil during one shedding cavitation cycle. The technique of cavitating flow simulation should be improved in the future in order to be able to capture better the dynamics of this case.

4.6.2.2 Prediction of Cavitation Vapor

Figure 4-12 shows the comparisons between the predicted vapor fraction obtained using the Kubota and the Merkle models with experimental visualizations presented in [46] for the operating condition $\sigma = 1.00$, $Re = 750\,000$, $\alpha = 6^\circ$. The predicted cavity behavior obtained using the Merkle model is generally in better agreement with the experiments than the Kubota model. The $k-\varepsilon$ and SAS-SST turbulence models do not show significant difference for the visualization of cavitation bubbles. As shown in Figure 4-12, a stable leading edge sheet cavity gradually expands towards the foil trailing edge between times t_1 to t_3 . The upstream motion of the re-entrant jet can be observed at times t_3 and t_4 in Figure 4-12 (a and b). The clockwise vorticity generated by the re-entrant jet causes the cavity to roll up and partially sheds at times t_4 and t_5 and is supported by the foamy appearance of the cavity trailing edge in Figure 4-12 (c). At time t_6 , the sheet cavity mostly sheds; the cavity flows downstream and forms a cloud cavity, which can be seen at time t_7 . The Merkle cavitation model seems to show more dynamic behavior like in the experimental figures than the Kubota cavitation model. Especially from t_4 to t_7 , slightly more cloud vapor is simulated by the Merkle than by the Kubota model.



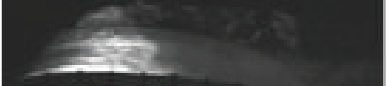


















Vapor fraction Kubota Model (a)	Vapor fraction Merkle Model (b)	Experiments (c)
		
	t1 = 20% Cycle	
		
	t2 = 36% Cycle	
		
	t3 = 52% Cycle	
		
	t4 = 60% Cycle	
		
	t5 = 68% Cycle	
		
	t6 = 76% Cycle	
		
	t7 = 84% Cycle	

Figure 4-12 Comparisons of the predicted vapor fraction contours predicted using the Kubota and Merkle cavitation model with experimental observations, k- ϵ turbulence model

4.6.2.3 Effect of the Turbulent Viscosity

In this part, the turbulence viscosity modification is analyzed for taking into account the local compressibility at the vapor/liquid interfaces for the cases of unsteady sheet/cloud cavitation. As seen in Table 4-2, for the two cavitation models, the cavity shedding frequency predicted by SAS-SST turbulence model is closer to the experimental data than that predicted by the k- ϵ

turbulence model. With the turbulence viscosity modification, the frequencies are found to be closer to the measured value because the turbulence viscosity modification helps to make the evaporation process a bit longer for both cavitation models. The Merkle cavitation model is found to predict the shedding frequency slightly closer to the experimental data.

Table 4-2 Comparison of the measured and predicted cavity shedding frequencies (Hz) for the Kubota and Merkle cavitation models with $n = 1$ and $n = 3$ for the case of unsteady sheet/cloud cavitation

	Kubota model		Merkle model		Experiments
	No turbulence viscosity modification	With turbulence viscosity modification	No turbulence viscosity modification	With turbulence viscosity modification	
k- ϵ model	4.0	3.5	4.1	3.6	3.5
SAS-SST model	3.7	3.4	3.8	3.4	3.5

4.7 Conclusions

The applicability of two cavitation models, Kubota and Merkle, is studied for the cavitating flow simulation around a NACA66 hydrofoil at $\alpha = 6^\circ$, $Re = 750\,000$ for two cavitation regimes: steady partial sheet cavitation ($\sigma = 1.49$) and unsteady sheet/cloud cavitation ($\sigma = 1.00$). Mesh analysis including the effects of mesh types, mesh expansion factors around the hydrofoil and distances from hydrofoil wall to first mesh node has been considered carefully. The effects of turbulence models on the cavitating flow dynamics for different cavitation models are analyzed. The influence of local compressibility based on turbulent viscosity modification is considered. The relationship between the turbulent viscosity modification and the cavitating flow simulation results has been clarified throughout the paper.

For the cases of steady sheet cavitation regime ($\sigma = 1.49$), the numerical models have shown good results in comparison with experimental data. The k- ϵ model has given pressure distributions slightly closer to the experimental data than the SST turbulence model for this case study. The hybrid meshes have performed very well for these cavitating simulations, giving the same results as the structured meshes. The Merkle cavitation model has been found to predict the pressure distributions slightly closer to the experimental data than the Kubota cavitation model for this case. Our results on modifying the turbulent viscosity on the mixture vapor/liquid zones have shown good improvement for cavitating flow simulation. However, the current cavitation

simulation technique is still limited. The prediction quality for the numerical surface pressure coefficients at the cavitation closure regions is not yet sufficient even with the turbulent viscosity modification.

For the cases of unsteady sheet/cloud cavitation ($\sigma = 1.00$), the frequencies of the suction side lift coefficients predicted using the Kubota and Merkle cavitation models are quite close to experimental measurements. The mean values of the suction side lift coefficients are found lower than the experimental data with a gap of 0.1 to 0.2 lift coefficient unit. The maximum amplitude of the suction side lift coefficients is not yet obtained by the current numerical methods. The peak location of lift fluctuations are found at 60% of the cavitation shedding cycle which is different from the 25% value of the experimental measurement. The predicted cavitation bubbles obtained by the tested cavitation models look similar to the experimental visualizations. The Merkle cavitation model is found to give more dynamic behavior on the suction side lift coefficients than the Kubota model. No clear explanation for this advantage of the Merkle cavitation model has been found for this highly unsteady sheet/cloud cavitation regime.

The limitations of the current cavitating flow simulation technique for this highly unsteady cavitating flow regime are found as follows. Firstly, the flow simulations diverge with standard unsteady simulation timesteps. Secondly, the prediction quality of current cavitation models is not yet sufficient for predicting the cavitation patterns. Moreover, the fact of adding the Merkle cavitation model by User Fortran code makes the numeric convergence very difficult, especially for this complex shedding unsteady sheet/cloud cavitation. Please note that the modification of turbulence viscosity makes the simulation also harder to converge. Generally, the convergence is better with bigger timesteps than with smaller timesteps. This numeric problem would need more efforts to improve the convergence in the future.

Nomenclature

c	hydrofoil chord (m)	α	void ratio
C_p	pressure coefficient (= $(p-p_\infty)/(0.5\rho v_\infty^2)$)	ε	dissipation rate
k	turbulent kinetic energy (m^2/s^2)	μ, μ_t	molecular and eddy viscosity
Re	Reynolds number (= $u_\infty c/\nu$)	ν	fluid kinematic viscosity (= μ/ρ)
\dot{m}^+, \dot{m}^-	source term and sink term	ρ	fluid density
p, P	local fluid pressure	σ	cavitation number
p_v	vaporization pressure		
P_∞	reference pressure	$()_i, ()_j,$	directions of the Cartesian
u_τ	friction velocity	$()_k$	coordinates
U_∞	free stream velocity	$()_v, ()_l,$	vapor value, liquid value and
u	local fluid velocity	$()_m$	mixture value
y^+	dimensionless wall distance (= yu_τ/ν)	$()_T$	turbulent value

References

- [1] Tran, T. D., Nennemann, B., Vu, T. C., and Guibault, F., "Numerical Simulation of Cavitating Flow around a Hydrofoil," Proc. Proceedings of the ASME 2014 4th Joint US-European Fluids Engineering Division Summer; 49th Forum on Cavitation and Multiphase Flow.
- [2] Tran, T. D., Nennemann, B., Vu, T. C., and Guibault, F., "Numerical Simulation of Unsteady Sheet/Cloud Cavitation," Proc. 27th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems.
- [3] Leroux, J.-B., Astolfi, J. A., and Billard, J. Y., 2004, "An experimental study of unsteady partial cavitation," Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME, 126(1), pp. 94-101.
- [4] Reisman, G. E., Wang, Y. C., and Brennen, C. E., 1998, "Observations of shock waves in cloud cavitation," Journal of Fluid Mechanics, 355, pp. 255-283.
- [5] Huang, B., Young, Y. L., Wang, G., and Shyy, W., 2013, "Combined Experimental and Computational Investigation of Unsteady Structure of Sheet/Cloud Cavitation," Journal of Fluids Engineering, 135(7), pp. 071301-071301.

- [6] Barre, S., Rolland, J., Boitel, G., Goncalves, E., and Patella, R. F., 2009, "Experiments and modeling of cavitating flows in venturi: attached sheet cavitation," *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 28(3), pp. 444-464.
- [7] Stutz, B., and Reboud, J. L., 1997, "Experiments on unsteady cavitation," *Experiments in Fluids*, 22(3), pp. 191-198.
- [8] Arndt, R. E. A., 2012, "Some remarks on hydrofoil cavitation," *Journal of Hydrodynamics*, 24(3), pp. 305-314.
- [9] Franc, J.-P., 1995, *La Cavitation: Mécanismes Physiques et Aspects Industriels*, Grenoble : Presses universitaires de Grenoble.
- [10] Arndt, R. E. A., "Cavitation research from an international perspective," *Proc. 26th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, August 19, 2012 - August 23, 2012, Institute of Physics Publishing.
- [11] Kubota, A., Kato, H., Yamaguchi, H., and Maeda, M., 1989, "Unsteady Structure Measurement of Cloud Cavitation on a Foil Section Using Conditional Sampling Technique," *Journal of Fluids Engineering*, 111(2), pp. 204-210.
- [12] Kravtsova, A. Y., Markovich, D. M., Pervunin, K. S., Timoshevskiy, M. V., and Hanjalić, K., 2014, "High-speed visualization and PIV measurements of cavitating flows around a semi-circular leading-edge flat plate and NACA0015 hydrofoil," *Int J Multiphas Flow*, 60(0), pp. 119-134.
- [13] Tseng, C.-C., and Shyy, W., 2010, "Modeling for isothermal and cryogenic cavitation," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53(1-3), pp. 513-525.
- [14] Morgut, M., Nobile, E., and Bilus, I., 2011, "Comparison of mass transfer models for the numerical prediction of sheet cavitation around a hydrofoil," *Int J Multiphas Flow*, 37(6), pp. 620-626.
- [15] Utturkar, Y., Wu, J., Wang, G., and Shyy, W., 2005, "Recent progress in modeling of cryogenic cavitation for liquid rocket propulsion," *Progress in Aerospace Sciences*, 41(7), pp. 558-608.

- [16] Delannoy, Y., and Kueny, J. L., "Two phase flow approach in unsteady cavitation modelling," Proc. 1990 Spring Meeting of the Fluids Engineering Division, June 4, 1990 - June 7, 1990, Publ by ASME, pp. 153-158.
- [17] Chen, Y., and Heister, S. D., 1996, "Modeling hydrodynamic nonequilibrium in cavitating flows," *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, 118(1), pp. 172-178.
- [18] Gopalan, S., and Katz, J., 2000, "Flow structure and modeling issues in the closure region of attached cavitation," *Physics of Fluids*, 12(4), pp. 895-911.
- [19] Senocak, I., and Shyy, W., "Evaluation of cavitation models for Navier-Stokes computations," Proc. Proceedings of the 2002 ASME Joint U.S.-European Fluids Engineering Conference, July 14, 2002 - July 18, 2002, American Society of Mechanical Engineers, pp. 395-401.
- [20] Kubota, A., Kato, H., and Yamaguchi, H., 1992, "A new modelling of cavitating flows: a numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section," *Journal of Fluid Mechanics*, 240, pp. 59-96.
- [21] Kunz, R. F., Boger, D. A., Stinebring, D. R., Chyczewski, T. S., Lindau, J. W., Gibeling, H. J., Venkateswaran, S., and Govindan, T. R., 2000, "A preconditioned Navier-Stokes method for two-phase flows with application to cavitation prediction," *Computers & Fluids*, 29(8), pp. 849-875.
- [22] Singhal, A. K., Athavale, M. M., Huiying, L., and Yu, J., 2002, "Mathematical basis and validation of the full cavitation model," *Transactions of the ASME. Journal of Fluids Engineering*, 124(3), pp. 617-624.
- [23] Decaix, J., 2013, "Modélisation et simulation de la turbulence compressible en milieu diphasique : application aux écoulements cavitants instationnaires," Grenoble university.
- [24] Merkle, C. L., Feng, J. Z., and Buelow, P. E. O., "Computational modeling of the dynamics of sheet cavitation," Proc. Proceedings of the 3rd International Symposium on Cavitation.
- [25] Huang, B., Ducoin, A., and Young, Y. L., "Evaluation of Cavitation Models for Prediction of Transient Cavitating Flows around a Stationary and a Pitching Hydrofoil," Proc. 8th International Symposium on Cavitation.

- [26] Saito, Y., Nakamori, I., and Ikoha, G., "Numerical analysis of unsteady vaporous cavitating flow around a hydrofoil," Proc. 5th International Symposium on Cavitation CAV2003.
- [27] Vortmann, C., Schnerr, G. H., and Seelecke, S., 2003, "Thermodynamic modeling and simulation of cavitating nozzle flow," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 24(5), pp. 774-783.
- [28] Senocak, I., and Shyy, W., 2002, "A Pressure-Based Method for Turbulent Cavitating Flow Computations," *Journal of Computational Physics*, 176(2), pp. 363-383.
- [29] Biao, H., Ducoin, A., and Yin Lu, Y., 2013, "Physical and numerical investigation of cavitating flows around a pitching hydrofoil," *Physics of Fluids*, 25(10), p. 102109 (102127 pp.).
- [30] Charrière, B., Decaix, J., and Goncalvès, E., 2015, "A comparative study of cavitation models in a Venturi flow," *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 49, Part A(0), pp. 287-297.
- [31] Goncalvès, E., 2014, "Modeling for non isothermal cavitation using 4-equation models," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 76, pp. 247-262.
- [32] Goncalvès, E., and Charrière, B., 2014, "Modelling for isothermal cavitation with a four-equation model," *International Journal of Multiphase Flow*, 59, pp. 54-72.
- [33] Coutier-Delgosha, O., Fortes-Patella, R., and Reboud, J. L., 2003, "Evaluation of the turbulence model influence on the numerical simulations of unsteady cavitation," *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, 125(1), pp. 38-45.
- [34] Huang, B., Ducoin, A., and Young, Y. L., 2013, "Physical and numerical investigation of cavitating flows around a pitching hydrofoil," *Physics of Fluids*, 25(10).
- [35] Ji, B., Luo, X. W., Arndt, R. E. A., Peng, X., and Wu, Y., 2015, "Large Eddy Simulation and theoretical investigations of the transient cavitating vortical flow structure around a NACA66 hydrofoil," *International Journal of Multiphase Flow*, 68(0), pp. 121-134.
- [36] Bensow, R. E., and Bark, G., 2010, "Implicit LES Predictions of the Cavitating Flow on a Propeller," *Journal of Fluids Engineering*, 132(4), pp. 041302-041302.

- [37] Roohi, E., Zahiri, A. P., and Passandideh-Fard, M., 2013, "Numerical simulation of cavitation around a two-dimensional hydrofoil using VOF method and LES turbulence model," *Applied Mathematical Modelling*, 37(9), pp. 6469-6488.
- [38] Launder, B. E., and Spalding, D. B., 1974, "The numerical computation of turbulent flows," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3(2), pp. 269-289.
- [39] Brennen, C. E., 2005, *Fundamentals of Multiphase Flow*, Cambridge University Press.
- [40] ANSYS, 2012-10, *ANSYS CFX Tutorials 14.5*.
- [41] Ducoin, A., Biao, H., and Yin Lu, Y., 2012, "Numerical Modeling of Unsteady Cavitating Flows around a Stationary Hydrofoil," *International Journal of Rotating Machinery*, p. 215678 (215617 pp.).
- [42] Ducoin, A., Huang, B., and Young, Y. L., 2012, "Numerical Modeling of Unsteady Cavitating Flows around a Stationary Hydrofoil," *International Journal of Rotating Machinery*, 2012, pp. 1-17.
- [43] Ducoin, A., Astolfi, J. A., Deniset, F., and Sigrist, J. F., 2009, "Computational and experimental investigation of flow over a transient pitching hydrofoil," *European Journal of Mechanics, B/Fluids*, 28(6), pp. 728-743.
- [44] Leroux, J.-B., Coutier-Delgosha, O., and Astolfi, J. A., 2005, "A joint experimental and numerical study of mechanisms associated to instability of partial cavitation on two-dimensional hydrofoil," *Physics of Fluids*, 17(5), pp. 1-20.
- [45] Wang, G., Senocak, I., Shyy, W., Ikohagi, T., and Cao, S., 2001, "Dynamics of attached turbulent cavitating flows," *Progress in Aerospace Sciences*, 37(6), pp. 551-581.

CHAPITRE 5 DISCUSSION GÉNÉRALE

Ce chapitre présente une discussion générale intégrée en regard des aspects méthodologiques, des résultats et des contributions scientifiques ayant été faites durant ce projet de recherche.

5.1 Méthodologie

Dans cette étude, la concentration principale a été mise sur la modélisation des écoulements cavitants turbulents. L'objectif de ce projet de recherche était d'évaluer des modèles de cavitation applicables à la simulation des écoulements cavitants turbulents dans les turbines hydrauliques.

Afin d'évaluer la qualité des modèles de cavitation existants, nous les avons étudiés sur les cas géométriquement simples avec les données bien documentés et offrant une bonne qualité de mesure pour la validation. Les simulations se sont concentrées sur les écoulements cavitants autour d'un profil NACA66. Les deux régimes de cavitation différents choisis étaient la cavitation à poches attachées stationnaires et la cavitation à poches attachées/nuageuses instationnaires. Cette dernière était bien connue comme l'un des régimes les plus compliqués de la cavitation. Une étude systématique a été effectuée pour comprendre l'influence de différents modèles de turbulence RANS, de différents types de maillages, de différentes distances à partir de la paroi du profil au premier nœud de maillage et de différents facteurs d'expansion de maillage autour du profil et pour différents modèles de cavitation.

Les deux modèles de cavitation à base des équations de transport étudiés et présentés dans ce document étaient le modèle Kubota et le modèle Merkle. Dans le cadre de ce travail, le modèle Merkle et al. a été implémenté dans CFX par un code de programmation en Fortran. Le modèle Kubota et al. a été également implémenté par un code Fortran et ses résultats ont été comparés aux résultats du modèle par défaut de CFX afin de vérifier la méthodologie d'implémentation.

En fait, les résultats numériques dans le cadre de ce projet ont montré l'incapacité des modèles standards à capturer correctement la zone de fermeture de la cavitation pour les cas simples de la cavitation à poches attachées stationnaires. Les résultats ont mis en évidence aussi l'incapacité de prédire correctement la distribution de pression pour les cas complexes de la cavitation à poches attachées/nuageuses instationnaires. Par conséquent, un modèle de modification de la viscosité turbulente a été envisagé et appliqué afin d'améliorer les résultats de la simulation des écoulements cavitants turbulents.

5.2 Premier cas test : cavitation à poches attachées stationnaires

Pour les cas du régime de cavitation à poches attachées stationnaires correspondant au nombre de cavitation σ de 1.49, les modèles numériques ont montré de bons résultats en comparaison avec les données expérimentales. Le modèle de turbulence k- ϵ a donné des distributions de pression autour du profil légèrement plus proches des données expérimentales que le modèle de turbulence SST pour ce cas d'études. Les maillages hybrides ont donné une bonne performance pour ces simulations de cavitation, en donnant les mêmes résultats que les maillages structurés.

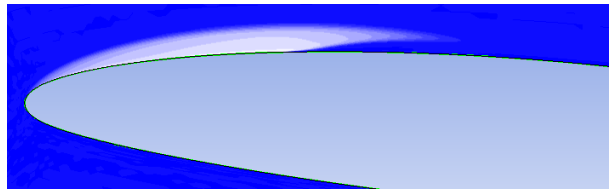


Figure 5-1 Visualisation numérique de la cavitation à poches attachées stationnaires

Le modèle de cavitation de Merkle a donné des résultats de prédiction des distributions de pression légèrement plus proches des données expérimentales que le modèle de cavitation de Kubota pour ces cas. Les résultats sur la modification de la viscosité turbulente sur les zones d'interface liquide/vapeur ont montré une amélioration pour la simulation CFD des écoulements cavitants turbulents. Cependant, ces techniques actuelles de la simulation CFD de la cavitation étaient encore limitées. La qualité des résultats numériques de la prédiction des coefficients de pression sur le profil aux régions de fermeture des poches de la cavitation n'était pas encore suffisante, même en utilisant la technique de la modification de la viscosité turbulente.

5.3 Deuxième cas test : cavitation à poches attachées/nuageuses instationnaires

Pour les cas de la cavitation à poches attachées/nuageuses instationnaires correspondant au nombre de cavitation σ de 1.00, les fréquences des coefficients de portance sur l'extrados du profil en utilisant les modèles de cavitation Kubota et Merkle étaient assez proches des mesures expérimentales. Les valeurs moyennes des coefficients de portance sur l'extrados du profil ont été trouvées plus petites que les données expérimentales avec un écart de 0.1 à 0.2 unité du coefficient de portance. L'amplitude maximale des pics des coefficients de portance sur l'extrados du profil obtenue par les méthodes numériques actuelles était plus basse que les

mesures expérimentales avec un écart de 20% à 50%. La position des pics de fluctuations de portance s'est trouvée à 60% du cycle de lâchers de nuage de vapeur qui était différente de la valeur de 25% des mesures expérimentales. Les détails de ces observations ont été présentés dans le chapitre 4. Les résultats de la visualisation des bulles de cavitation obtenues par les modèles de cavitation testés étaient relativement proches des visualisations expérimentales (Figure 5-2). Le modèle de cavitation de Merkle s'est trouvé donner un comportement légèrement plus dynamique sur les coefficients de portance sur l'extrados du profil et sur la visualisation des bulles de la cavitation que le modèle Kubota. Aucune explication claire de cet avantage du modèle de cavitation de Merkle n'a été trouvée pour ce régime de cavitation à poches attachées/nuageuses hautement instationnaires.

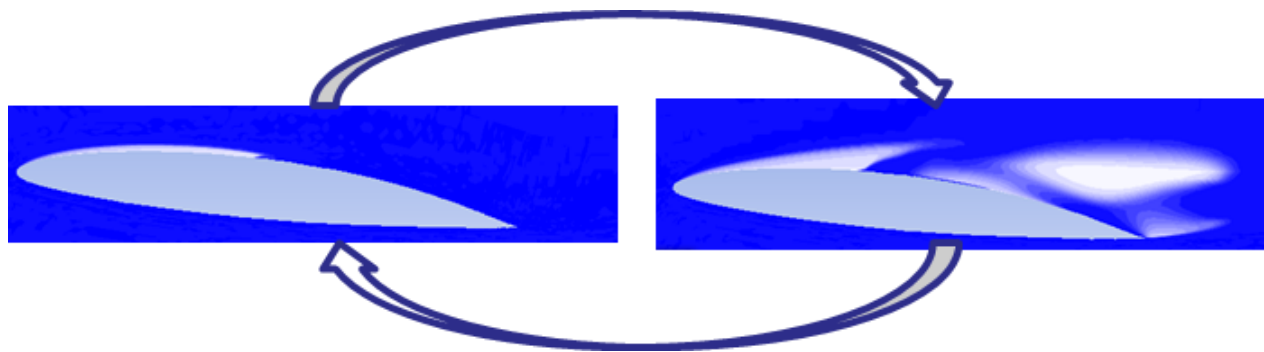


Figure 5-2 Visualisation numérique de la cavitation à poches attachées/nuageuses instationnaires

Les limites des techniques actuelles de simulation CFD des écoulements cavitants turbulents pour ce régime très instationnaire de la cavitation à poches attachées/nuageuses instationnaires ont été trouvées durant ce projet de recherche. Tout d'abord, les simulations CFD instationnaires des écoulements n'ont pas convergé avec les pas de temps standards correspondant au nombre de CFL de 1. Le pas de temps minimum trouvé pour converger les simulations instationnaires était au nombre de CFL d'environ 100. Deuxièmement, la qualité de prédiction pour les modèles de cavitation actuels n'était pas encore suffisante pour prédire précisément la dynamique des poches attachées/nuageuses instationnaires des écoulements cavitants d'après les observations des comparaisons des coefficients de portance sur l'extrados du profil et de la visualisation des bulles de cavitation. En outre, le fait d'implémenter des modèles de cavitation dans le solveur ANSYS CFX par le code de Fortran a rendu la convergence numérique plus difficile par rapport au modèle de cavitation par défaut, surtout pour ce régime complexe de la cavitation à poches

attachées/nuageuses instationnaires. En plus, la modification de la viscosité turbulente a rendu également les simulations numériques plus difficiles à converger.

5.4 Contributions scientifiques

Dans le cadre de ce projet de recherche, les contributions scientifiques ont été acquises comme suit :

- Implémenter un code Fortran dans le solveur commercial ANSYS CFX pour deux modèles de cavitation
- Étudier l'applicabilité des deux modèles de cavitation Kubota et Merkle pour des conditions d'opérations différentes et pour des paramètres numériques différents
- Améliorer la compréhension de l'influence de la compressibilité par la modification de la viscosité turbulente pour les écoulements cavitants turbulents

Pour les publications, les contributions scientifiques ont été consignées dans un article scientifique publié dans un journal à comité de lecture. Cet article de journal a été présenté dans le chapitre 4. En plus, les contributions ont aussi été consignées dans des articles présentés dans le cadre des conférences internationales.

1. Tran, T. D., Nennemann, B., Vu, T. C., and Guibault, F., "Investigation of Cavitation Models for Steady and Unsteady Cavitating Flow Simulation" *International Journal of Fluid Machinery and Systems*, Vol. 8, No. 4, October-December 2015
2. Tran, T. D., Nennemann, B., Vu, T. C., and Guibault, F., "Numerical Simulation of Unsteady Sheet/Cloud Cavitation" *27th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems, Montreal, Canada, September 22-26, 2014*
3. Tran, T. D., Nennemann, B., Vu, T. C., and Guibault, F., "Numerical Simulation of Cavitating Flow around a Hydrofoil" *ASME conference, 26th Symposium on Fluid Machinery, Chicago, Illinois, USA, August 3-7, 2014*
4. Tran, T. D., Nennemann, B., Vu, T. C., Devals C., Zhang Y. and Guibault, F., "Prediction of Unsteady Cavitating Flow Effect on Hydrofoil Pressure Fluctuations by Numerical Modeling", *5th International Workshop on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery, Lausanne, Switzerland, September 8-11, 2013*

CHAPITRE 6 CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

6.1 Conclusion

L'applicabilité des deux modèles de cavitation, Kubota et Merkle, a été étudiée pour la simulation des écoulements cavitants turbulents autour du profil hydraulique NACA66 à l'angle d'attaque α de 6° , au nombre de Reynolds Re de 750 000, pour les nombres de cavitation de 1.49 et 1.00 correspondant aux deux régimes de cavitation différents : la cavitation à poches attachées stationnaires et la cavitation à poches attachées/nuageuses instationnaires.

Tous les cas tests présentés dans cet ouvrage ont été réalisés en utilisant le solveur ANSYS-CFX des versions 14.5 et 15. Pour vérifier la qualité des maillages, les études de maillages comprenant les effets de types de maillage, de facteurs d'expansion de maillage autour du profil et de distances de la paroi du profil au premier nœud de maillage sur les résultats numériques ont été soigneusement analysées. Les effets des modèles de turbulence sur la dynamique des écoulements cavitants turbulents pour les modèles de cavitation différents ont été analysés.

L'influence de la compressibilité locale basée sur la modification de la viscosité turbulente a été considérée afin d'améliorer les résultats de la simulation CFD de la cavitation. La relation entre cette méthode de modification de la viscosité turbulente et les résultats de la simulation CFD des écoulements cavitants a été précisée clairement.

Pour les cas du régime de cavitation à poches attachées stationnaires correspondant au nombre de cavitation σ de 1.49, les modèles numériques de cavitation Kubota et Merkle ont montré de bons résultats en comparaison avec les données expérimentales. Cependant, la qualité des résultats numériques de la prédiction des coefficients de pression sur le profil aux régions de fermeture des poches de la cavitation n'est pas encore suffisante (voir chapitre 5).

Pour les cas de la cavitation à poches attachées/nuageuses instationnaires correspondant au nombre de cavitation σ de 1.00, les fréquences des coefficients de portance sur l'extrados du profil en utilisant les modèles de cavitation Kubota et Merkle sont assez proches des mesures expérimentales. Les valeurs moyennes des coefficients de portance sur l'extrados du profil ont été trouvées plus petites que les données expérimentales avec un écart de 0.1 à 0.2 unité du coefficient de portance. Le modèle de cavitation de Merkle s'est trouvé donner un comportement

légèrement plus dynamique sur les coefficients de portance sur l'extrados du profil et sur la visualisation des bulles de la cavitation que le modèle Kubota.

6.2 Perspectives

La simulation CFD des écoulements cavitants turbulents propose des défis dans les domaines suivants : la modélisation des écoulements multiphasiques incluant les modèles de cavitation, la modélisation de la turbulence, les méthodes numériques, et la thermodynamique du changement de phases. Nous allons définir quelques perspectives envisageables avec le solveur actuel et également les questionnements d'ordre plus général.

Modélisation des écoulements multiphasiques, modèles de cavitation :

Les équations des modèles de cavitation existants sont plus ou moins toutes de la même forme. Les modèles n'ont pas fondamentalement évolué depuis ces dernières années, à la fois par manque de possibilité de validation fine des résultats et également à cause de l'interaction avec les modèles de turbulence. Ces limitations engendrent donc des écarts par rapport à la réalité. En outre, une autre limitation des modèles de cavitation récents est qu'aucune considération n'est donnée au glissement à l'interface entre les phases liquide et vapeur.

Les modèles de cavitation étudiés dans ce projet sont des modèles empiriques avec des coefficients de vaporisation et de condensation qui sont calibrés en se basant sur les expériences. Alors, les résultats numériques sont dépendants de ces coefficients. Le développement des modèles de cavitation plus avancés, non-empiriques est alors bien nécessaire.

Modélisation de la turbulence :

Les modèles de turbulence existants ne tiennent pas compte de certains paramètres importants tels que la forte compressibilité des zones de mélange. La difficulté majeure sur le plan numérique est liée aux développements spécifiques des méthodes de résolution, en raison notamment du caractère à la fois fortement compressible dans les zones diphasiques et quasiment incompressible dans le liquide pur de l'écoulement. Le traitement et la modélisation de la turbulence qui interagit fortement avec les modèles de cavitation, sont une seconde difficulté importante. Alors, il faudra chercher les modèles de turbulence plus adaptés à la physique de la cavitation.

Pour tenir compte de la compressibilité aux zones d'interface liquide/vapeur de façon indirecte, la technique actuelle de modification de la viscosité turbulente a apporté des résultats favorables pour la simulation CFD des écoulements cavitants turbulents. Mais, la qualité des résultats numériques de prédiction dans les régions de fermeture des poches de la cavitation n'est pas encore suffisante. La recherche de meilleures méthodes de modification de la viscosité turbulente est aussi importante.

Méthodes numériques :

Pour améliorer les résultats numériques de la cavitation, il est important de faire des recherches plus approfondies sur l'effet des pas de temps. Plus le pas de temps est petit, plus les résultats des simulations instationnaires sont fins. Les simulations actuelles de la cavitation ne sont pas convergées pour les pas de temps plus petits que le pas de temps d'environ $1 \cdot 10^{-2}$ correspondant au nombre de CFL de 100. La même observation a été trouvée dans les simulations de l'interaction fluide-structure de Tahereh Liaghat et Lukas Allenbach de notre laboratoire. Ils ont eu le même problème de convergence.

La convergence numérique des simulations CFD de la cavitation a été trouvée plus difficile pour les modèles de cavitation implémentés que pour le modèle de cavitation par défaut. Ce phénomène est plus remarquable pour les cas de la cavitation à poches attachées/nuageuses instationnaires que les cas de la cavitation à poches attachées stationnaires. Peut-être, à l'intérieur du code du solveur ANSYS CFX, y-a-t-il des astuces pour améliorer la convergence pour le modèle de cavitation par défaut. Ces astuces sont cachées aux utilisateurs. Pour avoir de meilleurs résultats numériques des modèles de cavitation implémentés, il est bien important de chercher ces astuces de convergence.

En outre, il est utile de comparer la performance des modèles de cavitation dans différents solveurs comme ANSYS FLUENT, OpenFOAM avec ANSYS CFX. Ces comparaisons pourraient apporter aussi une meilleure compréhension de la performance des méthodes numériques dans les différents solveurs via la convergence numérique. Il sera également possible de lancer des simulations compressibles de la cavitation dans le solveur à base de densité dans le solveur ANSYS FLUENT à l'avenir, ce qui n'est pas encore disponible dans le solveur ANSYS CFX.

Thermodynamique du changement de phases :

Physiquement, la cavitation entraîne des changements thermodynamiques de phases. Dans les modèles de cavitation existants, le transfert de masse est entraîné par les effets purement mécaniques et les effets thermiques sont négligés pour simplifier les modèles numériques. La recherche sur les modèles qui prennent en compte les deux effets, est très importante.

Simulation de la cavitation en 3D :

En outre, les études expérimentales et numériques des écoulements cavitants en 3D sont encore restreintes en ce moment, car la plupart des géométries sont en 2D et supportent donc une hypothèse d'écoulement 2D en moyenne. En plus, les simulations en 3D de la cavitation sont encore chères d'un point de vue du temps de calcul CPU. En revanche, les raisons qui poussent à l'étude en trois dimensions des écoulements cavitants sont de deux sortes. Premièrement, l'application de modèles de turbulence hybrides RANS/LES ou LES fonctionne mieux avec la résolution tridimensionnelle de la turbulence puisque le processus de la cascade énergétique pour la turbulence est un processus tridimensionnel. Deuxièmement, la dynamique des poches de la cavitation est en 3D.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Delannoy, Y., and Kueny, J. L., "Two phase flow approach in unsteady cavitation modelling," Proc. 1990 Spring Meeting of the Fluids Engineering Division, June 4, 1990 - June 7, 1990, Publ by ASME, pp. 153-158.
- [2] Gopalan, S., and Katz, J., 2000, "Flow structure and modeling issues in the closure region of attached cavitation," *Physics of Fluids*, 12(4), pp. 895-911.
- [3] Senocak, I., and Shyy, W., "Evaluation of cavitation models for Navier-Stokes computations," Proc. Proceedings of the 2002 ASME Joint U.S.-European Fluids Engineering Conference, July 14, 2002 - July 18, 2002, American Society of Mechanical Engineers, pp. 395-401.
- [4] Kubota, A., Kato, H., and Yamaguchi, H., 1992, "A new modelling of cavitating flows: a numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section," *Journal of Fluid Mechanics*, 240, pp. 59-96.
- [5] Merkle, C. L., Feng, J. Z., and Buelow, P. E. O., "Computational modeling of the dynamics of sheet cavitation," Proc. Proceedings of the 3rd International Symposium on Cavitation.
- [6] Singhal, A. K., Athavale, M. M., Huiying, L., and Yu, J., 2002, "Mathematical basis and validation of the full cavitation model," *Transactions of the ASME. Journal of Fluids Engineering*, 124(3), pp. 617-624.
- [7] Kunz, R. F., Boger, D. A., Stinebring, D. R., Chyczewski, T. S., Lindau, J. W., Gibeling, H. J., Venkateswaran, S., and Govindan, T. R., 2000, "A preconditioned Navier-Stokes method for two-phase flows with application to cavitation prediction," *Computers & Fluids*, 29(8), pp. 849-875.
- [8] Senocak, I., and Shyy, W., 2002, "A Pressure-Based Method for Turbulent Cavitating Flow Computations," *Journal of Computational Physics*, 176(2), pp. 363-383.
- [9] Shankar, P. N., and Marble, F. E., "Kinetic theory of transient condensation and evaporation at a plane surface," *The physics of fluids*, 14(13), pp. 510-516.
- [10] Launder, B. E., and Spalding, D. B., 1974, "The numerical computation of turbulent flows," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3(2), pp. 269-289.

- [11] Menter, F. R., and Egorov, Y., "A scale-adaptive simulation model using two-equation models," Proc. 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, January 10, 2005 - January 13, 2005, American Institute of Aeronautics and Astronautics Inc., pp. 271-283.
- [12] Coutier-Delgosha, O., Fortes-Patella, R., and Reboud, J. L., 2003, "Evaluation of the turbulence model influence on the numerical simulations of unsteady cavitation," *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, 125(1), pp. 38-45.
- [13] Huang, B., Young, Y. L., Wang, G., and Shyy, W., 2013, "Combined Experimental and Computational Investigation of Unsteady Structure of Sheet/Cloud Cavitation," *Journal of Fluids Engineering*, 135(7), pp. 071301-071301.
- [14] Ducoin, A., Huang, B., and Young, Y. L., 2012, "Numerical Modeling of Unsteady Cavitating Flows around a Stationary Hydrofoil," *International Journal of Rotating Machinery*, 2012, pp. 1-17.
- [15] Huang, B., Ducoin, A., and Young, Y. L., "Evaluation of Cavitation Models for Prediction of Transient Cavitating Flows around a Stationary and a Pitching Hydrofoil," Proc. 8th International Symposium on Cavitation.
- [16] Tran, T. D., Nennemann, B., Vu, T. C., and Guibault, F., "Numerical Simulation of Cavitating Flow around a Hydrofoil," Proc. Proceedings of the ASME 2014 4th Joint US-European Fluids Engineering Division Summer; 49th Forum on Cavitation and Multiphase Flow.
- [17] Tran, T. D., Nennemann, B., Vu, T. C., and Guibault, F., "Numerical Simulation of Unsteady Sheet/Cloud Cavitation," Proc. 27th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems.
- [18] Leroux, J.-B., Astolfi, J. A., and Billard, J. Y., 2004, "An experimental study of unsteady partial cavitation," *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, 126(1), pp. 94-101.
- [19] Reisman, G. E., Wang, Y. C., and Brennen, C. E., 1998, "Observations of shock waves in cloud cavitation," *Journal of Fluid Mechanics*, 355, pp. 255-283.
- [20] Barre, S., Rolland, J., Boitel, G., Goncalves, E., and Patella, R. F., 2009, "Experiments and modeling of cavitating flows in venturi: attached sheet cavitation," *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 28(3), pp. 444-464.

- [21] Stutz, B., and Reboud, J. L., 1997, "Experiments on unsteady cavitation," *Experiments in Fluids*, 22(3), pp. 191-198.
- [22] Arndt, R. E. A., 2012, "Some remarks on hydrofoil cavitation," *Journal of Hydrodynamics*, 24(3), pp. 305-314.
- [23] Franc, J.-P., 1995, *La Cavitation: Mécanismes Physiques et Aspects Industriels*, Grenoble : Presses universitaires de Grenoble.
- [24] Arndt, R. E. A., "Cavitation research from an international perspective," *Proc. 26th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, August 19, 2012 - August 23, 2012, Institute of Physics Publishing.
- [25] Kubota, A., Kato, H., Yamaguchi, H., and Maeda, M., 1989, "Unsteady Structure Measurement of Cloud Cavitation on a Foil Section Using Conditional Sampling Technique," *Journal of Fluids Engineering*, 111(2), pp. 204-210.
- [26] Kravtsova, A. Y., Markovich, D. M., Pervunin, K. S., Timoshevskiy, M. V., and Hanjalić, K., 2014, "High-speed visualization and PIV measurements of cavitating flows around a semi-circular leading-edge flat plate and NACA0015 hydrofoil," *Int J Multiphas Flow*, 60(0), pp. 119-134.
- [27] Tseng, C.-C., and Shyy, W., 2010, "Modeling for isothermal and cryogenic cavitation," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53(1-3), pp. 513-525.
- [28] Morgut, M., Nobile, E., and Bilus, I., 2011, "Comparison of mass transfer models for the numerical prediction of sheet cavitation around a hydrofoil," *Int J Multiphas Flow*, 37(6), pp. 620-626.
- [29] Utturkar, Y., Wu, J., Wang, G., and Shyy, W., 2005, "Recent progress in modeling of cryogenic cavitation for liquid rocket propulsion," *Progress in Aerospace Sciences*, 41(7), pp. 558-608.
- [30] Chen, Y., and Heister, S. D., 1996, "Modeling hydrodynamic nonequilibrium in cavitating flows," *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, 118(1), pp. 172-178.
- [31] Decaix, J., 2013, "Modélisation et simulation de la turbulence compressible en milieu diphasique : application aux écoulements cavitants instationnaires," Grenoble university.

- [32] Saito, Y., Nakamori, I., and Ikoha, G., "Numerical analysis of unsteady vaporous cavitating flow around a hydrofoil," Proc. 5th International Symposium on Cavitation CAV2003.
- [33] Vortmann, C., Schnerr, G. H., and Seelecke, S., 2003, "Thermodynamic modeling and simulation of cavitating nozzle flow," International Journal of Heat and Fluid Flow, 24(5), pp. 774-783.
- [34] Biao, H., Ducoin, A., and Yin Lu, Y., 2013, "Physical and numerical investigation of cavitating flows around a pitching hydrofoil," Physics of Fluids, 25(10), p. 102109 (102127 pp.).
- [35] Charrière, B., Decaix, J., and Goncalvès, E., 2015, "A comparative study of cavitation models in a Venturi flow," European Journal of Mechanics - B/Fluids, 49, Part A(0), pp. 287-297.
- [36] Goncalvès, E., 2014, "Modeling for non isothermal cavitation using 4-equation models," International Journal of Heat and Mass Transfer, 76, pp. 247-262.
- [37] Goncalvès, E., and Charrière, B., 2014, "Modelling for isothermal cavitation with a four-equation model," International Journal of Multiphase Flow, 59, pp. 54-72.
- [38] Huang, B., Ducoin, A., and Young, Y. L., 2013, "Physical and numerical investigation of cavitating flows around a pitching hydrofoil," Physics of Fluids, 25(10).
- [39] Ji, B., Luo, X. W., Arndt, R. E. A., Peng, X., and Wu, Y., 2015, "Large Eddy Simulation and theoretical investigations of the transient cavitating vortical flow structure around a NACA66 hydrofoil," International Journal of Multiphase Flow, 68(0), pp. 121-134.
- [40] Bensow, R. E., and Bark, G., 2010, "Implicit LES Predictions of the Cavitating Flow on a Propeller," Journal of Fluids Engineering, 132(4), pp. 041302-041302.
- [41] Roohi, E., Zahiri, A. P., and Passandideh-Fard, M., 2013, "Numerical simulation of cavitation around a two-dimensional hydrofoil using VOF method and LES turbulence model," Applied Mathematical Modelling, 37(9), pp. 6469-6488.
- [42] Brennen, C. E., 2005, Fundamentals of Multiphase Flow, Cambridge University Press.
- [43] ANSYS, 2012-10, ANSYS CFX Tutorials 14.5.

- [44] Ducoin, A., Biao, H., and Yin Lu, Y., 2012, "Numerical Modeling of Unsteady Cavitating Flows around a Stationary Hydrofoil," *International Journal of Rotating Machinery*, p. 215678 (215617 pp.).
- [45] Ducoin, A., Astolfi, J. A., Deniset, F., and Sigrist, J. F., 2009, "Computational and experimental investigation of flow over a transient pitching hydrofoil," *European Journal of Mechanics, B/Fluids*, 28(6), pp. 728-743.
- [46] Leroux, J.-B., Coutier-Delgosha, O., and Astolfi, J. A., 2005, "A joint experimental and numerical study of mechanisms associated to instability of partial cavitation on two-dimensional hydrofoil," *Physics of Fluids*, 17(5), pp. 1-20.
- [47] Wang, G., Senocak, I., Shyy, W., Ikohagi, T., and Cao, S., 2001, "Dynamics of attached turbulent cavitating flows," *Progress in Aerospace Sciences*, 37(6), pp. 551-581.